ИЗВЕСТИЯ
АКАДЕМИИ НАУК СССР

СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ

1959 MAR 20

Т. XXIII № 2

1959

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР
МОСКВА

Т. XXIII 1959 № 2

ФЕВРАЛЬ

РЕДАКЦИОННАЯ КОЛЛЕГИЯ

Чл.-корр. АН СССР **Б. С. Джелепов** (главный редактор),
д-р физ.-мат. наук **П. А. Бажулин** (зам. главного редактора),
канд. физ.-мат. наук **Ю. В. Хольнов** (зам. главного редактора)

Председатель Оргкомитета
IX Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии
чл.-корр. АН СССР **Б. С. Джелепов**

Материалы IX Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии
под общей редакцией канд. физ.-мат. наук **Ю. В. Хольнова**

Адрес редакции: Москва, Б-64, Подсосенский пер., 21, Издательство АН СССР

Т-03011 Подписано к печати 20/II 1959 г. Тираж 3000 экз. Зак. 1250
Формат бумаги 70×108 1/16. Бум. л. 3,5 Печ. л. 9,59 Уч.-изд. л. 10,3

2-я типография Издательства Академии наук СССР. Москва, Шубинский пер., д. 10

Материалы IX Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии

(Харьков, 26 января — 2 февраля 1959 г.)

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. А. БАШИЛОВ и В. В. ИЛЬИН

КОЭФФИЦИЕНТЫ ВНУТРЕННЕЙ КОНВЕРСИИ НЕКОТОРЫХ ЯДЕРНЫХ ПЕРЕХОДОВ В As^{75}

В нашей лаборатории А. В. Золотавиным с сотрудниками было предпринято тщательное изучение спектра конверсионных электронов и γ-лучей Se^{75} [1]. Авторам работы для вычисления коэффициентов внутренней конверсии (КВК) ядерных переходов в As^{75} из относительных интенсивностей линий конверсионных электронов и γ-линий необходимо было знать надежно хотя бы одно значение КВК. В то же время опубликованные в литературе [2, 3] значения α_K были получены при помощи аппаратуры с невысокой разрешающей способностью и не могут рассматриваться как достаточно точные.

В связи с этим мы предприняли измерения КВК для некоторых переходов в As^{75} при помощи методики, непосредственно дающей абсолютное значение α_K. В этой методике определение α_K производится путем измерения на магнитном спектрометре чисел конверсионных электронов (n_e) и чисел фотоэлектронов (n_γ), выбиваемых из градуированной мишени, при использовании одного и того же радиоактивного источника. Данная методика подробно описана в другой нашей работе [4]. В ней было указано, что КВК может быть вычислен по измеренным значениям n_e и n_γ согласно формуле:

$$\alpha_K = g\tau \frac{n_e}{n_\gamma},$$

где τ — коэффициент фотоэлектрического поглощения и g — функция энергии и параметров прибора, определяемая при помощи специальных калибровочных опытов, в которых используются γ-лучи с хорошо известными коэффициентами внутренней конверсии.

В настоящей работе мы определяли КВК ядерных переходов в As^{75} с энергиями $E_\gamma = 265$, 280, 305 и 401 keV. Эти переходы интересны тем, что они все являются прямыми переходами с уровней соответствующих энергий в основное состояние As^{75}. Определив КВК и мультипольности переходов, можно сделать выводы о квантовых характеристиках указанных уровней.

При изучении фотоэлектронного спектра в настоящих опытах была использована та же мишень с висмутовым радиатором фотоэлектронов ($\sigma = 1{,}6$ мг см$^{-2}$), которая применялась нами в предыдущей работе [4]. В последней при помощи данной методики изучались ядерные переходы с энергиями, весьма близкими к энергиям рассматриваемых переходов в Se^{75}. Мишень была проградуирована по γ-лучам ThB ($E_\gamma = 238$ keV), Au^{198} (412 keV) и Cs^{137} (662 keV). Однако, ввиду того, что в опытах с Se^{75} использовались радиоактивные источники значительно бо́льших размеров, чем в упомянутой работе [4], необходимо было соответствующим образом исправить градуировку мишени. Последнее было выполнено по γ-лучам Cs^{137} с источником соответствующих размеров. На рис. 1 представлены конверсионный и фотоэлектронный пики, полученные нами для γ-лучей Cs^{137}, а также кривая, изображающая исправленную функцию g.

Ввиду того, что интенсивности переходов с энергиями $E_\gamma = 265$ и

280 keV значительно больше интенсивностей переходов с энергиями $E_\gamma = 305$ и 401 keV, мы использовали два источника Se^{75}. Исследование

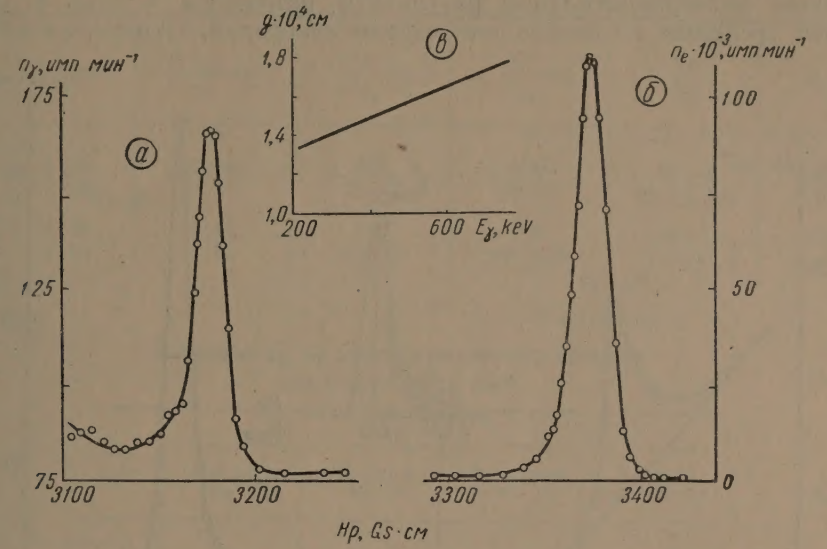


Рис. 1. Результаты градуировочных опытов с γ-лучами Cs^{137}: *а* — линия фотоэлектронов из Bi-радиатора, *б* — линия конверсионных электронов, *в* — зависимость функции g от энергии γ-лучей (градуировочная кривая). При построении кривой *б* учитывалась разрешающая способность счетной аппаратуры, которая определялась в специальных опытах

переходов $E_\gamma = 265$ и 280 keV производилось с относительно тонким и слабым источником (источник 1), имеющим поверхностную плотность

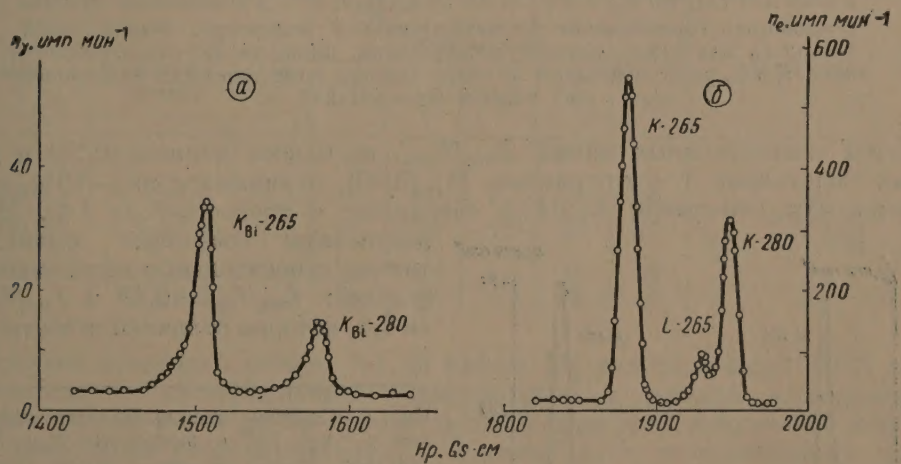


Рис. 2. Спектры: *а* — фотоэлектронов из Bi-радиатора, *б* — конверсионных электронов для γ-лучей Se^{75} с энергиями $E_\gamma = 265$ и 280 keV (источник 1, $\sigma \sim 0{,}1$ мг см$^{-2}$)

активного вещества $\sigma \sim 0{,}1$ мг см$^{-2}$; переходы с энергиями $E_\gamma = 305$ и 401 keV изучались с более сильным, но и более толстым ($\sigma \sim 0{,}5$ мг см$^{-2}$) источником (источник 2), обладавшим к тому же меньшей равномерностью (размеры обоих источников были строго одинаковы). Поэтому относительные интенсивности конверсионных и γ-линий мы можем сравнивать отдельно для переходов с энергиями 265 и 280 keV и отдельно для переходов с энергиями 305 и 401 keV.

Полученные нами спектры конверсионных электронов и фотоэлектронов для двух источников представлены на рис. 2, 3 и 4.

Наши экспериментальные результаты приведены в табл. 1. Они являются средними по нескольким сериям измерений. Отношения интенсив-

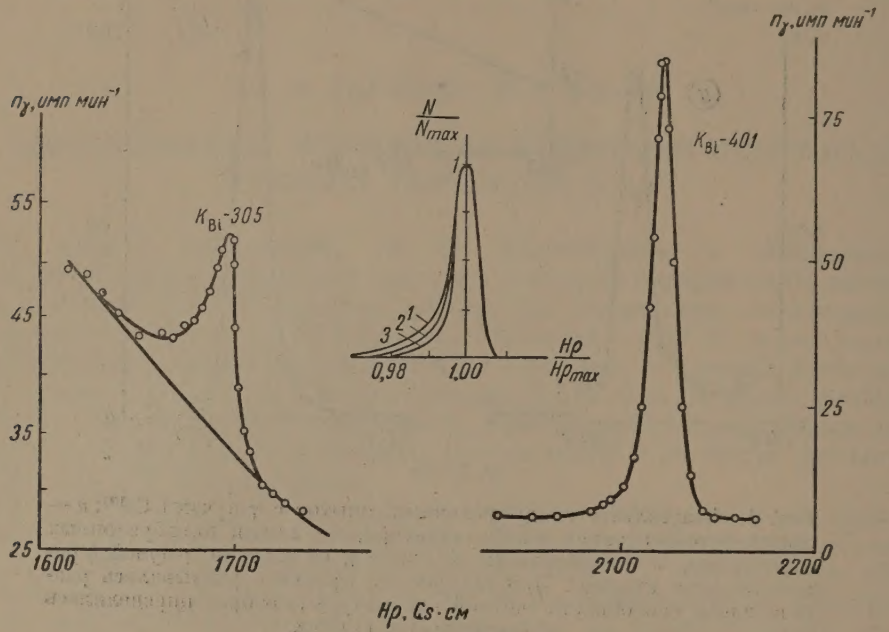


Рис. 3. Спектры фотоэлектронов из Bi-радиатора для γ-лучей Se^{75} с энергиями E_γ=305 и 401 keV (источник 2, σ ~ 0,5 мг см$^{-2}$). На вставке сравниваются в относительных координатах формы фотоэлектронных линий для γ-лучей E_γ = 265 (*1*), 305 (*2*) и 401 (*3*) keV. Расхождение кривых объясняется торможением фотоэлектронов в радиаторе. Форма линий изучалась для более точного определения площади фотоэлектронного пика *K*-305, расположенного на спаде спектра комптоновских электронов от γ-лучей E_γ = 401 keV

ностей конверсионных линий K_{280}/K_{265}, по нашим данным (0,55) и данным Золотавина с сотрудниками [1] (0,49), отличаются на ~10%, в то время как отношения K_{401}/K_{305} совпадают с точностью до 1%. Наши результаты позволяют вычислить также относительные интенсивности γ-лучей: I_{280}/I_{265} =0,45 и I_{401}/I_{305} = = 8,3, которые отличаются соответст-

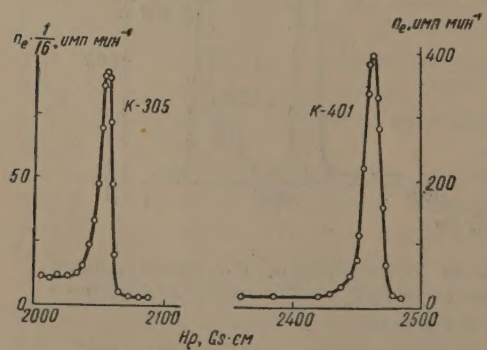


Рис. 4. Спектры конверсионных электронов γ-лучей Se^{75} с энергиями E_γ = 305 и 401 keV. Слева от линии *K*-305 расположены линии, не приведенные на чертеже, *L*- и *M*-280 (источник 2, σ ~ 0,5 мг см$^{-2}$)

венно на 10 и 7% от значений, приведенных в цитированной работе [1]. Таким образом, можно констатировать удовлетворительное согласие, поскольку имеющиеся расхождения находятся в пределах погрешности эксперимента.

Полученные нами значения КВК для изученных переходов сравниваются с данными других авторов в табл. 2. Налицо значительное расхождение с результатами более ранних исследований и хорошее согласие

Таблица 1

Экспериментальные результаты исследования двух источников Se^{75}

E_γ, keV	τ, $см^{-1}$	$g \cdot 10^4$, см	$\frac{n_e}{n_{e_1}} \cdot 100$	$\frac{n_\gamma}{n_{\gamma_1}} \cdot 100$	$\frac{n_e}{n_\gamma}$	$\alpha_K \cdot 10^3$
265	4,36	1,38	100	100	10±1	6,0±0,6
280	3,69	1,39	55±5	38±2	14,7±1,8	7,6±1,0
305	2,98	1,41	100	100	100±15	42±8
401	1,50	1,47	23±2	440±50	5,0±0,7	1,1±0,2

Таблица 2

Значения α_K по данным различных авторов для переходов в As^{75}

E_γ, keV	$\alpha_K \cdot 10^3$			
	Иенсен и др. [2]	Шардт и др. [3]	Григорьев и др. [1]	Настоящая работа
265	—	16±5	6,5±0,4	6,0±0,6
280	—	19±5	7,6±0,8	7,6±1,0
305	—	30±10	43±6	42±8
401	1,5	2,4±0,5	1,1	1,1±0,2

Таблица 3

Мультипольность переходов в As^{75}

E_γ, keV	$\alpha_K \cdot 10^3$							Тип перехода
	экспериментальные	теоретические						
		*E*1	*E*2	*E*3	*M*1	*M*2	*M*3	
265	6,0±0,6	3,7	20	87	6,3	32	138	*M*1
280	7,6±1,0	3,2	16	69	5,5	26	107	*M*1—80%, *E*2—20%
305	42±8	2,5	12	47	4,4	19	78	*E*3
401	1,1±0,2	1,2	4,6	15	2,3	8,4	29	*E*1

с данными последней работы [1]. В работе [1] для получения КВК из относительных интенсивностей конверсионных и γ-линий нормировка производилась частично по нашим данным. При этом получилось хорошее совпадение экспериментальных значений α_K с теоретическими для переходов $E_\gamma = 121$, 136 и 401 keV, которые должны быть типа *E*1, как это следует из измерений угловых корреляций (см. дискуссию в работе [1]).

Путем сравнения экспериментальных значений КВК с теоретическими [5] мы сделали заключения о типе рассматриваемых ядерных переходов в As^{75}. Результаты нашей интерпретации представлены в табл. 3. Наиболее интересный результат, который можно извлечь из этой таблицы, состоит в том, что переход с энергией 305 keV принадлежит к типу *E*3, а переход E_γ=401 keV к типу *E*1.

Как упоминалось выше, рассмотренные переходы отвечают прямым переходам с уровней $E^* = 401$, 305, 280 и 265 keV в основное состояние As^{75}. Исходя из того, что спин основного состояния As^{75} есть 3/2 (экспе-

рименталь ное значение) и состояние является нечетным, можно приписать перечисленным уровням соответственно следующие значения спина и четности: $5/2^+$, $9/2^+$, $5/2^-$, $3/2^-$ (рис. 5). Указанное приписание квантовых характеристик хорошо согласуется с заключениями других авторов (см. дискуссию в цитированной работе [1]). Основное состояние As^{75} и уровни $E^* = 280$ и 305 keV являются одночастичными, тогда как уровни с энергиями $E^* = 265$ и 401 keV,— по-видимому, конфигурационными.

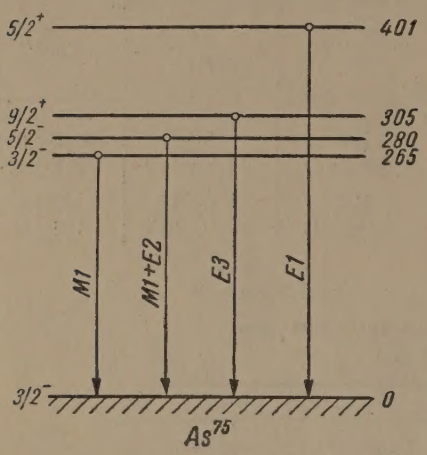


Рис. 5. Схема уровней и переходов в As^{75}, исследованных в настоящей работе

В заключение авторы выражают А. В. Золотавину признательность за предоставление препарата Se^{75} с высокой удельной активностью.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Григорьев Е. П., Золотавин А. В., Клементьев В. Я., Синицын Р. В., см. настоящий номер журнала, стр. 159.
2. Jensen E. N., Laslett L. J., Martin D. S., Hughes E. J., Pratt W. W., Phys. Rev., 90, 557 (1953).
3. Schardt A. W., Welker J. P., Phys. Rev., 99, 810 (1955).
4. Адамчук В. К., Башилов А. А., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 919 (1958).
5. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения, ч. 1, *K*-оболочка.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Е. П. ГРИГОРЬЕВ, А. В. ЗОЛОТАВИН, В. Я. КЛЕМЕНТЬЕВ и Р. В. СИНИЦЫН

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ОТНОСИТЕЛЬНЫХ ИНТЕНСИВНОСТЕЙ И КОЭФФИЦИЕНТОВ КОНВЕРСИИ ПЕРЕХОДОВ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ РАСПАДЕ Se^{75}

1. Краткие сведения о распаде $Ge^{75} \rightarrow As^{75} \leftarrow Se^{75}$

Существование радиоактивного изотопа Se^{75} было установлено в начале 40-х годов Кентом, Корком и Вадеем [1] и Дюбриджем [2]. В первых опытах Se^{75} получался по реакции As^{75} (d, 2n) и As^{75} (p, n). В настоящее время Se^{75} получается главным образом по реакции $Se^{75}(n\gamma)\,Se^{75}$. Период полураспада Se^{75} измерялся многими авторами [1—8].

В работе Коварта, Пула и Маккоуна [4] приведен наиболее точный результат $T = 127 \pm 2$ дня, полученный по наблюдению за распадом Se^{75} в течение 1000 дней. Se^{75} превращается в As^{75} путем электронного захвата. Все спектрометрические исследования состава излучения Se^{75} указывают на отсутствие позитронов и на наличие в большом количестве K-X-лучей ([3, 4, 7—9] и др.). Шардт и Велькер [10] измерениями γ— γ-совпадений показали, что все γ-переходы дают совпадения с K-X-лучами As. Точные измерения порога реакции As^{75} (p, n) Se^{75}, выполненные Трайлом и Джонсоном [11] и Батлером и Госсеттом [12], дают для величины энергии реакции среднее значение $-1{,}650 \pm 0{,}003$ MeV. Отсюда следует, что разность масс $Se^{75} - As^{75}$, выраженная в энергетических единицах, равна 868 keV.

Спин основного состояния Se^{75} ($I = 5/2$) и его квадрупольный момент ($Q = (1{,}1 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-24}$ см^2) были измерены по наблюдению спектра поглощения микроволн молекулами $COSe^{75}$ [13]. Спин основного состояния As^{75} ($I = 3/2$) был установлен по наблюдениям сверхтонкой структуры линейчатых спектров и подтвержден в исследованиях методом поглощения микроволн [14]. В опытах Теммера и Хайденбурга [15] по кулоновскому возбуждению в реакции As^{75} (α, $\alpha'\gamma$) с $E_\alpha = 3$ и 7 MeV выявились возбужденные состояния As^{75} с энергиями 200 ± 3, 283 ± 8, 574 ± 5 и 814 ± 13 keV. В таких же опытах в реакции As^{75} (p, p$'\gamma$) с $E_p = 2$ MeV [16] проявились уровни с энергиями 200 и 280 keV. Наконец, при исследовании неупругого рассеяния нейтронов в реакции As^{75} (n, n$'\gamma$) с энергиями нейтронов 1,35 [17], 2,45 [18] и 3,7 MeV [19] наблюдались следующие возбужденные состояния As^{75}: 280 ± 15 [12, 17], 780 ± 4 [18], 815 ± 10 и 1020 ± 10 [19], 1250 ± 30 и 1630 ± 20 keV [17]. Методом запаздывающих совпадений в работах [20, 21, 22] измерено время жизни уровня 305 keV, равное $18 \pm 1{,}5$ мсек. Вегерсом и Акселом [23] это время измерено по запаздыванию $\gamma - \gamma'$-совпадений в реакции $As^{75}(\gamma, \gamma')\,As^{75}$ с $E_\gamma \leqslant 22$ MeV и $E_{\gamma'} = 280$ keV ($\tau = 12$ мсек) и Кэмпбеллом и Стельсоном [17] по запаздыванию n, γ-совпадений в реакции As^{75} (n, n$'\gamma$) с $E_\gamma = 280$ keV ($\tau = 21$ мсек). При использовании этой же методики получена оценка верхнего предела времени жизни состояний As^{75}: для уровней 265 и 280 keV $\tau < 8 \cdot 10^{-10}$ сек [10], для уровня 401 keV $\tau < 10^{-8}$ сек [25].

Методом резонансного рассеяния получены следующие оценки времен уровней [24]: 265 keV $(1{,}6 \pm 0{,}2) \cdot 10^{-11}$ сек, 280 keV — $7 \cdot 10^{-10}$ сек, 401 keV — $3 \cdot 10^{-9} > \tau > 10^{-10}$ сек.

Спектр электронов внутренней конверсии и γ-спектр исследовался при помощи магнитных [6, 8—10, 26] и сцинтилляционных спектрометров [10, 25, 27—29]. В результате этих измерений были определены относительные интенсивности γ-переходов и линий внутренней конверсии (см. ниже табл. 2 и 7) и измерены их энергии. Принятые к настоящему времени энергии переходов (взятые из работы Корка, Рутледжа и Браньяна [8]) следующие: 24,7, 66,2, 76, 81, 96,8, 121,2, 136,2, 198,8, 265,2, 280,1, 305 и 402 keV. Авторы использовали метод фотографической регистрации спектра в однородном магнитном поле; источник приготовлялся облучением селена, обогащенного содержанием изотопа Se^{74} до 14% в котле. Погрешность в определении энергий электронов в этом методе невелика — она не больше нескольких десятых keV. На этой основе авторы предложили схему уровней As^{75}, правильность которой была подтверждена последующими исследованиями.

В работе [10] дана оценка коэффициентов конверсии некоторых переходов в As^{75}, полученная путем использования градуированных кристаллов для измерений интенсивностей конверсионных линий и γ-переходов.

Анализ исследований γ — γ-совпадений [10, 27, 28], угловой γ — γ-корреляции [10, 25, 29] и направления поляризации каскадных γ-квантов Se^{75} [25] позволил указать квантовые характеристики уровней As^{75}: 402— $5/2^+$, 280 — $5/2^-$; 265 — $3/2^-$ и 199 keV — $1/2^-$.

Распад β^--активного ядра Ge^{75} также дает много сведений об уровнях As^{75}. Изучение распада Ge^{75} было начато Сиборгом [30] и Сагане [31] в 1941 г. Наиболее полные данные о распаде Ge^{75}, включающие исследования сплошного β-спектра, конверсионного и γ-спектров, изучение β^- — γ- и γ — γ-совпадений, получены в работах [10, 25, 27, 32]. Отметим, что в этих исследованиях выявился еще один уровень As^{75}, имеющий энергию 628 keV. Итоги этих измерений приведены ниже в табл. 10, 11 и используются при обсуждении схемы уровней As^{75}.

Схема уровней As^{75} приведена в [25 и 33] и показана с нашими уточнениями ниже на рис. 13.

Не все низколежащие уровни As^{75} могут быть объяснены схемой независимых частиц М. Г. Майер. В работе [25] высказано предположение, что уровни 280 и 628 keV не могут быть ротационными. Для объяснения таких неединичных «аномалий», какую представляет собой схема уровней As^{75}, И. Иенсен [34] предложил другой путь, который представляет обобщение работы нескольких авторов и основывается на предположении, что в ядрах в начале заполнения оболочки сильнее проявляются L— S-связь, а в конце — J — J-связь. Это обстоятельство должно приводить к значительному смешиванию конфигураций. Идя по такому пути, авторы этой идеи сделали расчеты для $5 \leqslant A \leqslant 16$ и получили удовлетворительное согласие с опытом.

Очевидно, для более надежных заключений о характере уровней As^{75} нужны более точные измерения относительных интенсивностей γ-переходов и коэффициентов конверсии. Выполненные до сего времени исследования излучения Se^{75} и Ge^{75} производились при полуширине конверсионных линий больше 2% (кроме работы [8], в которой интенсивности линий не определялись) и при значительно более худшем разрешении при исследовании γ-спектра. Для изучения линий внутренней конверсии на K- и L-оболочках и для полного разделения линий фотоэлектронов при измерении интенсивностей γ-лучей необходимо провести исследование спектра Se^{75} со значительно лучшим разрешением.

Нами были поставлены такие опыты, в которых относительная полуширина линий была ~0,5%.

2. Спектрометр, источники и условия измерений

Настоящие исследования проводились при помощи магнитного спектрометра с двойной фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ [35] с внесенными в него улучшениями [36, 37]. Приборная полуширина электронных линий в спектрометре составляла 0,4%. Пленка входного окна счетчиковой камеры пропускала электроны с энергией больше 8 keV.

Se^{75} был получен при облучении в реакторе смеси изотопов селена, обогащенной содержанием Se^{74}. Сечение захвата тепловых нейтронов для Se^{74} равно 50 барнам и только у Se^{76} оно несколько больше — 82 барна [38]. Так как все радиоактивные изотопы селена, получающиеся по реакции (n, γ), кроме Se^{75} и Se^{79} — короткопериодные, для них $T \lesssim 1$ час [39], а период полураспада Se^{79} близок к $7 \cdot 10^6$ лет [39] при сечении реакции Se^{78} (n, γ) Se^{79} 0,4 барна [38].

В нашем препарате, значительное время выдержанном, к началу измерений практически содержался только Se^{75}. Удельная активность препарата Se^{75} была больше 5 mCu $мг^{-1}$.

Тонкие источники для измерения конверсионного спектра приготовлялись термическим распылением радиоактивного селена в вакууме на тонкую коллодиевую алюминированную пленку. Напыленный селен переводился в металлическое состояние. Во избежание улетучивания слой селена закрывался сверху очень тонкой коллодиевой пленкой, также слегка покрытой алюминием.

Измерения спектра конверсионных электронов производились с тремя источниками: с поверхностной плотностью не больше 0,05 мг $см^{-2}$ и 0,25 мг $см^{-2}$ и с поверхностной плотностью не более 5 мг $см^{-2}$, приготовленным нанесением солянокислого раствора селена на пленку. Все линии удалось наблюдать с приборной полушириной.

Линии фотоэлектронного спектра также удалось наблюдать с приборной полушириной при использовании тонких мишеней. При этом источник фотоэлектронов представлял трубочку из стекла с внешним диаметром не свыше 1 мм и с внутренним диаметром 0,3 мм, длиной 35 мм. Внутрь капилляра вмещалось около 50 mCu Se^{75}.

Большая светимость прибора ($\frac{\Omega S}{\rho^2} \cdot 10^6 = 10$, где Ω— средний телесный угол, используемый в спектрометре и составляющий 0,65% от полного телесного угла, S — площадь источника, равная 30×1 мм, ρ — радиус равновесной орбиты, равный 140 мм) и высокие качества источников позволили получить сравнительно интенсивные линии. Статистическая погрешность в определении относительных интенсивностей большинства линий заключалась в пределах от нескольких десятых долей процента до нескольких процентов. Измерения спектра Se^{75} проводились в течение нескольких месяцев. При внесении поправки на распад мы пользовались значением $T = 127$ дней. Изменение во времени интенсивностей всех наблюдаемых линий соответствовало этому значению периода.

2. Определение относительных интенсивностей γ-лучей Se^{75}

А. Метод

Относительные интенсивности γ-квантов I_γ определялись нами на основе измерений спектров фотоэлектронов, выбиваемых γ-лучами из тонких мишеней из серебра, свинца, висмута и других элементов.

Применение точечного источника и бесконечно тонкой сферически симметричной мишени позволило бы избежать влияния углового распределения фотоэлектронов на точность определения I_γ. В нашем случае использовались источник с осевой симметрией (рис. 1) и весьма тонкие

мишени. Первые успешные опыты использования источника подобной конструкции были выполнены Башиловым, Антоньевой и Джелеповым [40, 41] и проводились затем на нашем β-спектрометре с фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ [36, 37, 42—44].

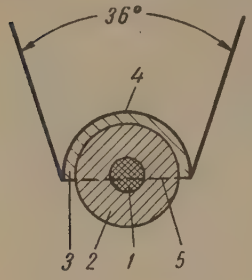


Рис. 1. Поперечный разрез источника фотоэлектронов: *1*— препарат Se^{75}, *2* — стеклянная ампула с внутренним диаметром 0,3 мм и внешним —1,0 мм, *3*— алюминиевая подложка толщиной 0,1 — 0,2 мм, *4* — конвертор, *5* — положение источника конверсионных электронов. Расходимость пучка в плоскости, перпендикулярной магнитному полю, равна 36°

Б. Измерения и результаты

При исследовании γ-спектра Se^{75} по фотоэлектронам использовались цилиндрические мишени ϕ 1,1—1,2 мм. С целью выяснения влияния поверхностной плотности σ и порядкового номера Z вещества мишеней использовались мишени с сильно различающимися σ и Z: Ag(σ=0,03, 0,25 и 1,0 мг см$^{-2}$) и Bi (σ=0,03 и 0,1 мг см$^{-2}$). Тонкие мишени приготовлялись распылением металла в вакууме. После внесения поправок на поглощение фотоэлектронов в пленке входного окна счетчиковой камеры (эта поправка не превосходила 10% для линий малых энергий), на поглощение в мишени (эта поправка была заметна только для толстых мишеней), на поглощение γ-лучей в источнике, стенках капилляра и алюминиевой подложке под мишенью (эти поправки были меньше 18% для самой мягкой линии) и усреднения результатов измерений различных серий, полученных при помощи одиночного счетчика и двух счетчиков, включенных в систему совпадений, получились величины относительных интенсивностей, приведенные в табл. 1; спектры фотоэлектронов показаны на рис. 2—6.

С мишенью из Ag (σ=0,03 мг см$^{-2}$) линия, соответствующая переходу 66,5 keV, получилась с относительной полушириной 0,6%, остальные — с приборной. Переходы с $h\nu$=77,1 и 199,5 keV удалось наблюдать только с более толстой мишенью (рис. 3 и 5). Переход с $h\nu$=304,6 keV точно так же мы смогли наблюдать с мишенью из Bi (σ=0,1 мг см$^{-2}$). Очень слабый переход с $h\nu$=572,4 keV был обнаружен с толстыми мишенями из Bi (σ=15 мг см$^{-2}$), Pb (σ=13 и 18 мг см$^{-2}$) и Ta (σ=80 мг см$^{-2}$) (рис. 6). Интенсивность этого перехода была оценена из сравнения измерений спектра фотоэлектронов с толстыми мишенями. В качестве репера во всех сериях измерений использовался переход с $h\nu$ = 265,0 keV. γ-Спектр тщательно исследовался в области расположения линий от возможных переходов с $h\nu$=81,381 и 475 keV, однако линии эти не наблюдались. С целью наблюдения жестких линий проводились дополнительные измерения спектра с танталовой мишенью. Поиски обнаруженного в распаде Ge^{75} γ-перехода с $h\nu$=477 keV были затруднены тем, что при больших Z мишеней в эту область попадают L- и M-фотопики перехода 401 keV. Подобные затруднения являлись помехой и при поисках фотолиний от возможного перехода 381 keV. В результате анализа экспериментальных данных мы смогли указать лишь верхний предел интенсивностей этих переходов (см. табл. 1).

Интенсивности мягких линий, полученных в измерениях с толстой мишенью из Ag (σ=1 мг см$^{-2}$) и с мишенями с большим Z из Bi (σ=0,03 и 0,1 мг см$^{-2}$), оказались заниженными по сравнению с интенсивностями, полученными в измерениях с тонкими мишенями из Ag. Как показали вычисления, число соударений, испытываемых фотоэлектронами в указан-

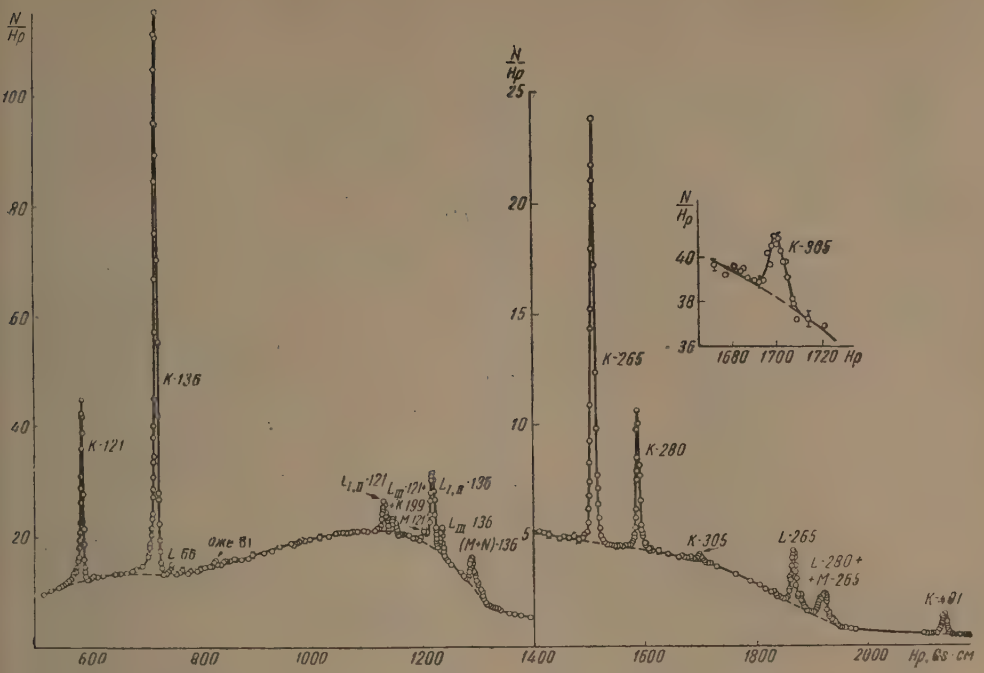


Рис. 2. Спектр фотоэлектронов Se^{75} с мишенью из Bi с поверхностной плотностью 0,1 мг см$^{-2}$

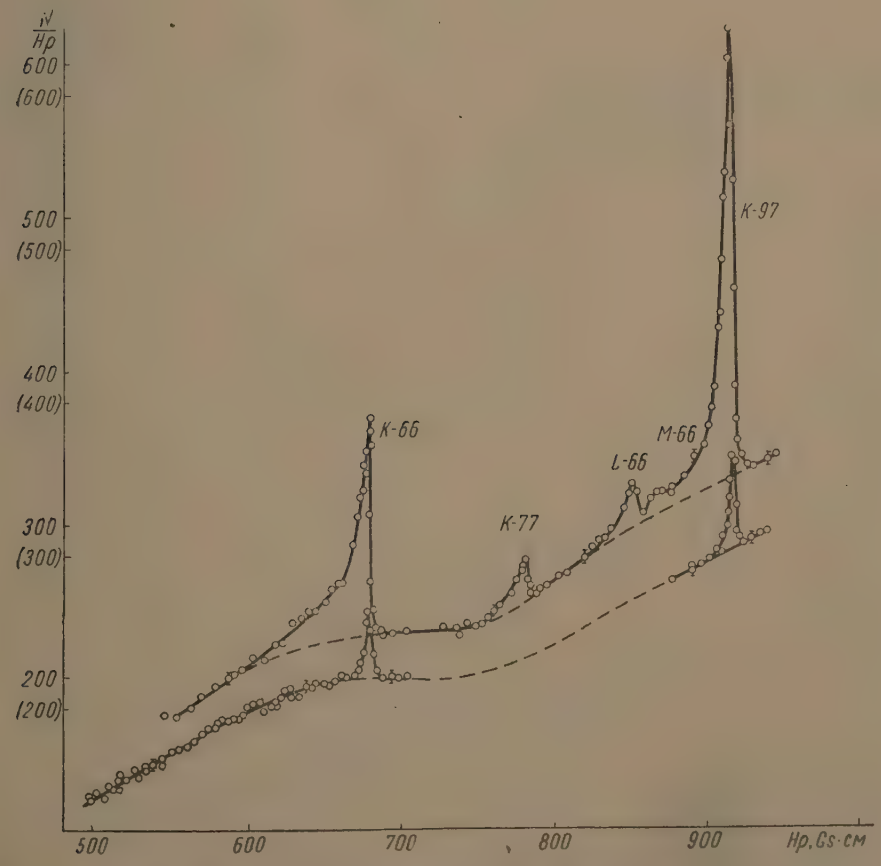


Рис. 3. Линии фотоэлектронов от переходов 66, 77 и 96,7 keV с мишенью из Ag с $\sigma = 0{,}25$ мг см$^{-2}$ (верхняя кривая) и с $\sigma = 0{,}03$ мг см$^{-2}$ (нижняя кривая). Ординаты для нижней кривой указаны в скобках

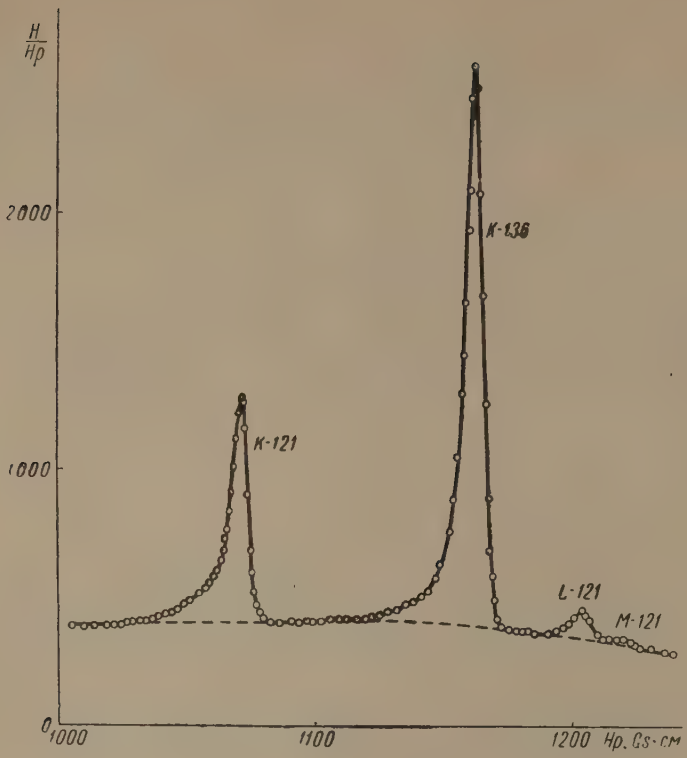


Рис. 4. Линии фотоэлектронов от переходов 121 и 136 keV с мишенью из Ag с $\sigma = 0{,}25$ мг см$^{-2}$

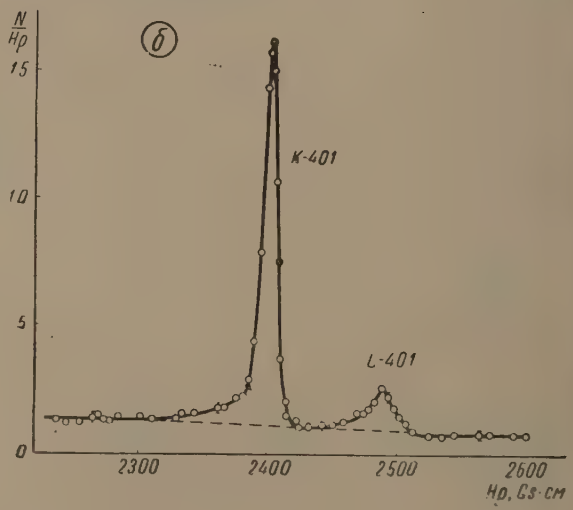


Рис. 5. Линии фотоэлектронов от переходов: *а* — 199 keV и *б* — 401 keV с мишенью из Ag с $\sigma = 0{,}25$ мг см$^{-2}$

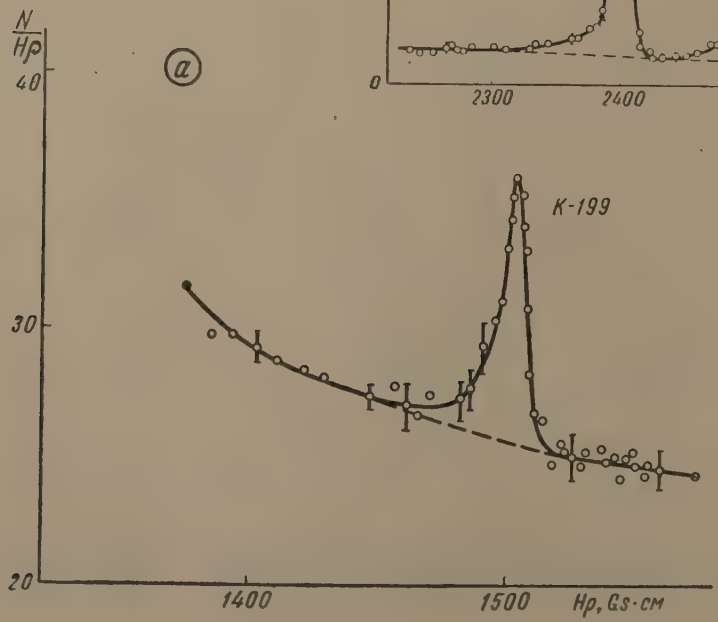


Таблица 1

Энергии и относительные интенсивности γ-лучей Se^{75}

(I_γ перехода 265 keV принята за 100)

$h\tilde{\nu}$, keV	Конвертор из Ag			Конвертор из Bi			Pb σ = 13 и 18 мг см⁻²	Th σ = 4 мг см⁻²	I_γ, средние значения по всем сериям
	σ = 0,03 мг см⁻²	σ = 0,25 мг см⁻²	σ = 1,0 мг см⁻²	σ = 0,03 мг см⁻²	σ = 0,1 мг см⁻²	σ = 15 мг см⁻²			
64,7±0,5	1,54 (3)*	1,50 (2)	—	—	—	—	—	—	1,53±0,15
77,1±0,5	—	0,27 (3)	—	—	—	—	—	—	0,27±0,10
(81)**	—	<0,1	—	—	—	—	—	—	<0,1
95,3±1	5,46 (4)	5,59 (2)	—	—	—	—	—	—	5,5±0,3
120±1	26,5 (5)	28,2 (3)	—	(21,9)***(1)	(21,8)***(2)	—	—	—	27,2±1,3
135±1	96,7 (4)	96,0 (3)	—	(88,0)***(1)	(75,6)***(4)	—	—	—	96±5
198±1	—	2,6 (2)	2,6 (4)	—	—	—	—	—	2,6±0,2
264±1	100 (4)	100 (4)	100 (4)	100 (2)	100 (2)	—	—	100 (2)	100
280±1	39,0 (2)	43,6 (2)	40,8 (4)	43,8	38,6 (6)	—	—	46,8 (2)	41,0±2,5
303±2	—	—	—	—	2,4 (4)	—	—	2,9 (2)	2,5±0,3
(381)**	—	—	—	—	—	<0,5	<0,5	—	<0,5
401±1	—	23,2 (2)	26,3 (4)	22,8 (2)	19,5 (6)	(22,3)(2)	(22,3)(2)	22,8 (2)	22,3±2,3
(475)**	—	—	—	—	—	<0,5	<0,5	—	<0,5
572±2	—	—	—	—	—	0,24 (2)	0,12 (4)	—	0,18±0,06

* В скобках указано число серий, в которых наблюдался данный переход.

** Линия не наблюдается, оценена верхняя граница интенсивности.

*** Интенсивности получились заниженными вследствие рассеяния фотоэлектронов в мишени, они не вошли в средний результат, как и все I_γ, заключенные в скобки.

ных мишенях, достаточно велико для электронов с энергиями до 100 keV для серебряной мишени и до 150 keV для висмутовой. Это обстоятельство приводит к значительному торможению фотоэлектронов в этих

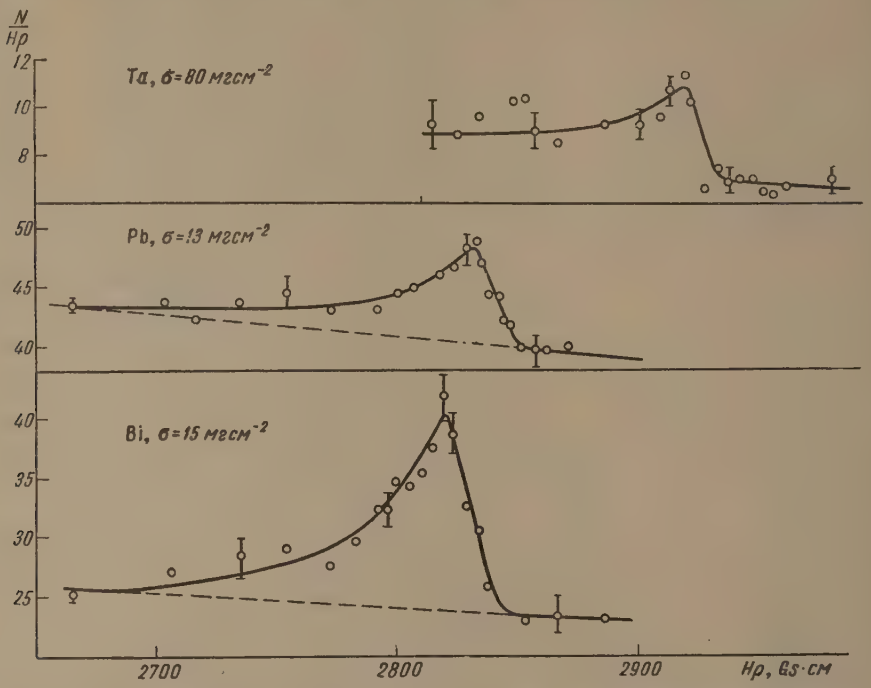


Рис. 6. Линии фотоэлектронов от перехода 572 keV с различными мишенями

мишенях. Поэтому интенсивности наиболее мягких линий, измеренных с этими мишенями, не принимались во внимание.

В. Сравнение результатов с данными других авторов

Полученные нами интенсивности γ-лучей Se^{75} находятся в согласии с измерениями Шардта и Велькера [10] и Ван ден Болда и др. [25], полу-

Таблица 2

Относительные интенсивности γ-переходов в Se^{75}

$h\nu$, keV	Иенсен и др., (1953) [9], тонкая линза, фотоэлектроны	Шардт, Велькер (1955) [10], линзовый и сцинтилляционный спектрометры	Ван ден Болд и др. (1958) [25], сцинтилляционный спектрометр	Наши данные, магнитный спектрометр, фотоэлектроны
K-*X*-лучи	—	81±12	—	—*
66,5	—	1,8±1,0	2,1±0,8	1,53±0,15
77,1	~20	<0,2	—	0,3±0,1
(81)	—	—	—	<0,1
96,6	~ 1	6,6±1,5	5,8±0,6	5,5±0,3
121,2	~ 3	28±6	24,5±3,0	27,9±1,3
136,2	30	94±12	76±5	96±5
199,5	—	3	3,6±0,4	2,6±0,2
265,0	100	100,0	100,0	100,0
280,0	~7	45,7±4,0	52±5	41±2,5
304,6	—	2,0±0,5	—	2,5±0,3
(381)	—	—	—	<0,5
401,2	20	24,8±2,5	28±2	22,3±2,3
(475)	—	—		<0,5
572,4	—	—	$<10^{-3}$	0,18±0,06

* Данные не приведены вследствие сильного поглощения квантов в источнике и стенках ампулы.

ченными при помощи градуированных сцинтилляционных спектрометров. Это видно из табл. 2. Некоторое расхождение между данными работы [25] и двумя другими ([10] и нашей) объясняется тем, что в [25] разделение линий произведено недостаточно точно из-за их значительного уширения, в то время как в работе [10] для разделения близких линий 97+ +121+136 и 265+280+305 keV использовался линзовый спектрометр. Данные работы [9] противоречат всем имеющимся результатам; причина этого заключается в сильном влиянии толщины конверторов ($\sigma = 22$ и 37 мг см$^{-2}$) на ширину и форму фотоэлектронных линий.

Таблица 3

Сравнение интенсивностей γ-переходов 265 и 280, 305 и 401 keV, полученных в работе [45], с нашими результатами

Отношение интенсивностей	Метод градуированной мишени [45]	Наши данные
$I_{\gamma\text{-}265}/I_{\gamma\text{-}280}$	2,22±0,12*	2,44±0,15
$I_{\gamma\text{-}305}/I_{\gamma\text{-}401}$	0,117±0,013*	0,112±0,020

* Ошибка указана без учета погрешности в градуировке спектрометра по интенсивностям (коэффициента g в [45]), величина которой, по-видимому, составляет 5—10%.

В работе [45] методом градуированной мишени [46] определены коэффициенты конверсии переходов 265, 280, 305 и 401 keV, возникающих при распаде Se^{75}. Указанный метод позволяет также определять относительные интенсивности γ-лучей; при этом учитывается, кроме приборных эффектов и влияния толщины мишени, угловое распределение фотоэлектронов. В работе [45] интенсивности фотолиний переходов 265 и 268, 305 и 401 keV измерялись с разными источниками, и поэтому мы можем сравнивать их с нашими данными отдельно для двух пар переходов. Такое сравнение приведено в табл. 3; видно, что наблюдается совпадение средних величин в пределах 5—10%.

Приведем еще один аргумент, подтверждающий, что в наших опытах интенсивность γ-лучей передается правильно. Из опытов по угловой $\gamma-\gamma$-корреляции и других (см. раздел 6) следует, что переходы 121, 136 и 401 keV относятся к $E1$. Тогда, если для любого из этих переходов приравнять экспериментальные отношения I_K/I_γ к теоретическому коэффициенту конверсии, для двух других переходов получим α_K, совпадающие с теоретическими. Это видно из табл. 8 (графа 7): отношение $\alpha_{KE1}/(I_K/I_\gamma)$ для этих переходов остается постоянным.

Г. Замечания о спектральной чувствительности прибора

1. Область 600÷2000 keV. Область спектра 600÷2000 keV изучались по γ-линиям, возникающим при распаде Sb^{124}. Мы исследовали γ-спектр этого изотопа на различных мишенях и с различной толщиной

Таблица 4

Сравнение полученных нами относительных интенсивностей γ-линий Sb^{124} с результатами работы [47] и со значениями, вычисленными по коэффициентам конверсии

$h\nu$, keV	I_γ, по нашим данным	I_{γ_0}, по данным [47]	I_γ/I_{γ_0}	I_γ/I_{γ_K}
603	1,94±0,10	1,97±0,10	0,98±0,10	1,12±0,20
714±723	0,27±0,03	0,27±0,02	1,02±0,20	—
1696	1,00	1,00	1,00	1,00
2088	0,13±0,02	0,13±0,02	1,00±0,03	—

источника [36]. Этот же γ-спектр изучался на проградуированном с точностью ~ 5% γ-спектрометре «элотрон» [47]. Сравнение наших результатов с данными работы [47], приведенное в табл. 4, показывает, что они

хорошо совпадают. Отсюда следует вывод, что если в области 600 ÷ 2000 keV угловое распределение фотоэлектронов и искажает относительные интенсивности γ-лучей, то не более, чем на 10%.

Сделанный вывод можно проверить другим способом. Как известно [48], экспериментальные коэффициенты конверсии хорошо совпадают с теоретическими. Определив относительные интенсивности конверсионных линий и зная мультипольности переходов, а следовательно и теоретические коэффициенты конверсии, можно вычислить и относительные интенсивности γ-линий $I_{\gamma K}$. Сравнение определенных экспериментально относительных интенсивностей переходов 1696 keV ($E1$) и 603 keV ($E2$) Sb^{124} с вычисленными по коэффициентам конверсии показывает, что они совпадают в пределах погрешности опыта (табл. 4). Основываясь на изложенных фактах, можно считать, что в области выше 600 keV различие в угловом распределении фотоэлектронов для разных $h\nu$ не влияет на точность определения относительных интенсивностей γ-линий.

2. Область 100÷400 keV. Эта область энергий изучалась по γ-спектру Se^{75}. Как и в случае Sb^{124}, мы могли сравнить полученные нами интенсивности γ-лучей с имеющимися в литературе [10, 13]. Так как в работе Шардта и Велькера [10] измерения проводились на сцинтилляционном спектрометре, то из-за его низкой разрешающей способности более правильным будет проводить сравнение интенсивостей не отдельных линий, а групп близких линий. В табл. 5 приведено это сравнение.

Таблица 5

Сравнение полученных нами относительных интенсивностей γ-линий Se^{75} с результатами работы [10] и со значениями, вычисленными по коэффициентам конверсии

$h\nu$, keV	I_γ*, по нашим данным	I_{γ_0}*, по данным [10]	I_γ/I_{γ_0}	I_γ/I_{γ_K}**
65,5	1,53±0,15	1,8±1,0	0,8±0,5	
96,6				1,03±0,08
121,2				0,99±0,05
136,2				1,00±0,05
97+121+ +136	129±7	127±20	1,02±0,2	
265+280+ +305	143±3	148±5	1,03±0,05	
304				1,09±0,20
401,2	22,3±2,7	24,8±2,5	0,90±0,20	0,96±0,18

* За 100 принята интенсивность линии 265 keV.
** Отношение $I_\gamma/I_{\gamma K}$ для линии 136,2 keV принято за 1.

Как следует из обсуждения схемы распада Se^{75}, мультипольности переходов 121,2, 136,2 и 401,2 keV определяются как $E1$, мультипольности переходов 96,6 — $E2$ и 304,6 — $E3$. В последней графе табл. 5 приведено сравнение экспериментально определенных относительных интенсивностей γ-лучей с вычисленными по коэффициентам конверсии и по интенсивностям конверсионных линий. Видно, что отношения I_γ/I_{γ_0} и I_γ/I_{γ_K} в области 100 ÷ 400 keV равны единице в пределах 10 — 20%.

3. γ-Спектр Tb^{160}. Измерения γ-спектра и конверсионного спектра Tb^{160} [43, 49] были проведены с меньшей статистической точностью. Важно то обстоятельство, что область измеренного γ-спектра лежит от 300 до 1200 keV и «сшивает» области спектров Se^{75} и Sb^{124}. В табл. 6 приведены результаты сравнения измеренных относительных интенсивностей γ-лучей Tb^{160} с вычисленными по коэффициентам конверсии.

Приведенные данные не противоречат сделанному выводу, что угловое распределение не влияет на передачу относительных интенсивностей.

Основываясь на полученных данных, мы заключаем, что возможная ошибка в определении I_γ (из-за того, что мы не умеем учесть влияние углового распределения фотоэлектронов) не превышает 15% в области 100÷2 000 keV при выбранной геометрии источников.

Таблица 6

Сравнение полученных нами относительных интенсивностей γ-линий Tb^{160} с вычисленными по коэффициентам конверсии

$h\nu$, keV	196	214	298	879	964	1178
I_γ/I_{γ_K}	0,93± ±0,3	0,98± ±0,3	1,1± ±0,3	1,0± ±0,2	1,2± ±0,4	1,3± ±0,3

4. Влияние геометрии источника. При исследовании интенсивностей γ-линий мы применяли тонкие источники γ-лучей с ϕ 0,3—0,5 мм и высотой 35 мм. Диаметр мишени был 1,2÷3 мм и высота 30 мм. При использовании источников с бóльшим диаметром, кроме заметного самопоглощения мягких γ-лучей, происходит искажение в передаче относительных интенсивностей. Так, для Sb^{124} был использован источник γ-лучей с ϕ 1 мм. В этой геометрии интенсивность γ-перехода 603 keV увеличилась на 20% по сравнению с приведенной в табл. 4. Мы можем заключить, что при увеличении диаметра источника γ-лучей сверх 0,5 мм появляется зависимость интенсивности фотолиний от энергии квантов, которая в области выше 600 keV будет выражаться в виде спадающей кривой. Таким образом, из опытов по определению относительных интенсивностей γ-лучей Sb^{124} и Se^{75} следует, что, действительно, можно подобрать такую геометрию источника фотоэлектронов с цилиндрической симметрией, в которой влияние углового распределения фотоэлектронов не будет заметно проявляться в широкой области энергии квантов.

4. Спектр электронов внутренней конверсии Se^{75}

A. Измерения и результаты

Всего нами получено 26 конверсионных линий, отвечающих 12 переходам в As^{75}. В это число входят линии электронов Оже: K — LL, K— LM, K — MM, которые нам удалось разрешить, а также оценить их интенсивности. С каждым из трех источников проводилось несколько серий измерений, причем во всех сериях измерялась интенсивная линия K-265, служившая репером. Полученные после внесения поправок и усреднения результаты показаны на рис. 7—12. Энергии и интенсивности линий и их происхождение указаны в табл. 7. L- и M-конверсионные линии были полностью разрешены только для перехода 24 keV. Ввиду того, что экспериментально L- и M -линии переходов в области 66÷265 keV не разрешены, они были разложены по форме K-пиков, и на этой основе дана ориентировочная оценка их интенсивностей.

Необходимо отметить присутствие дополнительного фона рассеянных в источнике и спектрометре электронов. Мы тщательно измеряли его на протяжении всего спектра в целях более точного определения площадей линий. Так как мягкие линии довольно сильны, а в жесткой части спектра рассеяние мало, этот эффект не внес больших погрешностей в определение площадей линий. При наблюдении малоинтенсивной линии K-77 этот фон служил значительной помехой. Кроме того, пик K-77 должен частично налагаться на пик M-66. Поэтому мы могли лишь оценить верхний предел интенсивности линии K-77, равный 0,7 по отношению к интенсивности линии K-81 (рис. 8). Использование сильного источника позволило наблюдать линию K-572 (рис. 12,*б*) и оценить ее интенсивность.

Конверсия перехода 477 keV не была замечена. По измерениям этой

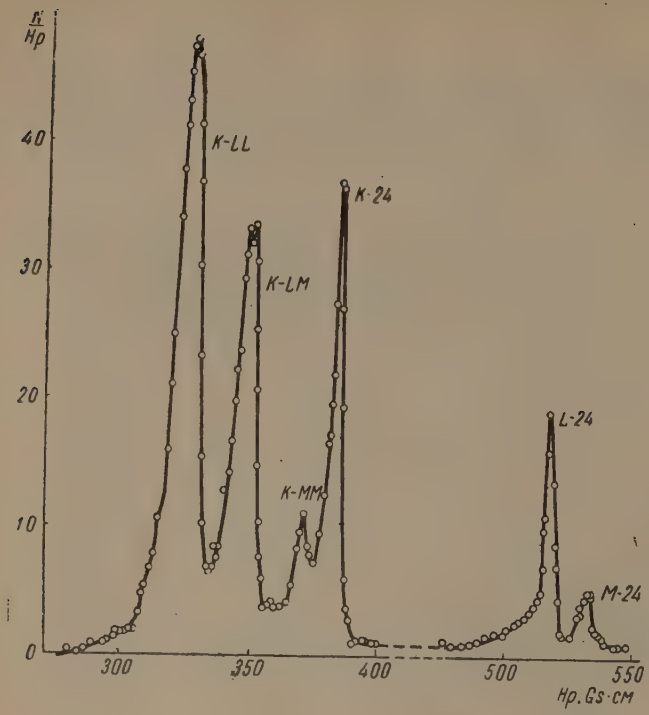


Рис. 7

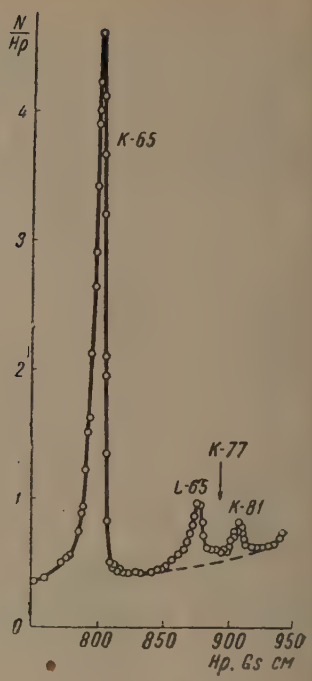


Рис. 8

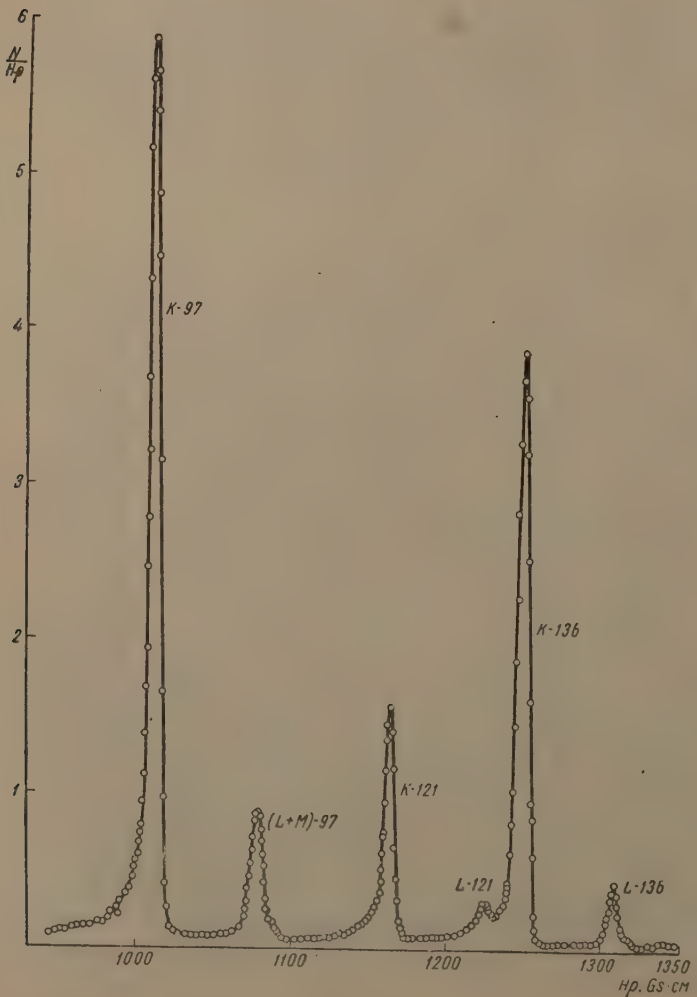


Рис. 9

Рис. 7. Линии оже-электроно
и конверсия перехода 24,6 keV
с источником $\sigma \sim 0{,}05$ мг см$^{-2}$
На подъем линии K-24, воз
можно, накладывается L-линия
перехода 15 keV (280→265 keV

Рис. 8. Конверсионные линии
переходов 65—81 keV. Стрел
кой указано положение мало
интенсивной линии K-77

Рис. 9. Конверсионные линии
переходов 97, 121 и 136 keV

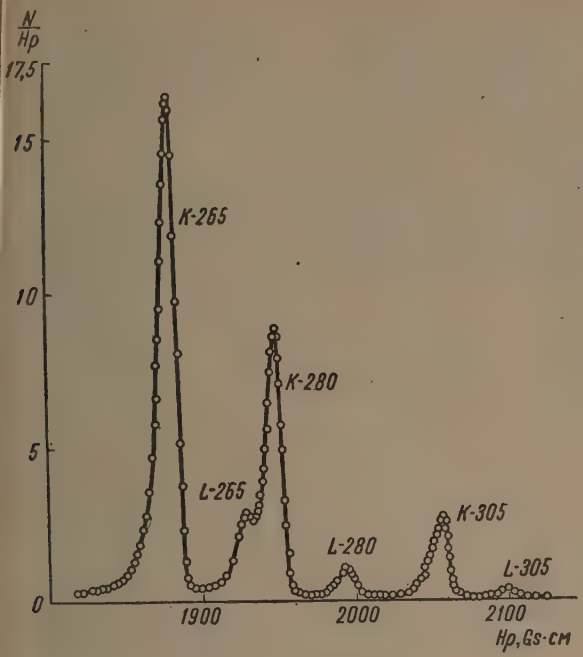
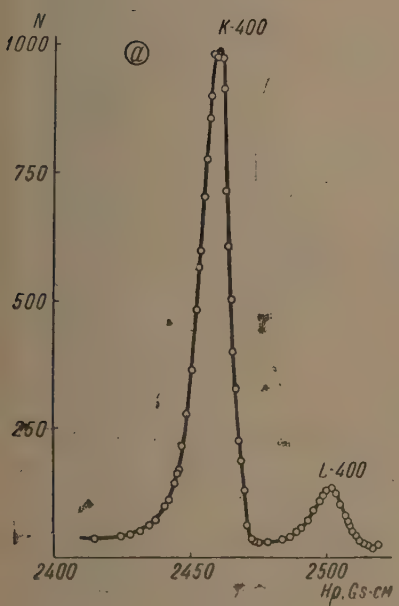


Рис. 10

Рис. 11



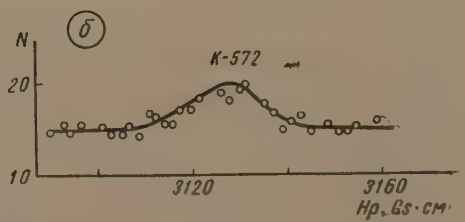


Рис. 12

Рис. 10. Конверсионные линии переходов 265, 280 и 305 keV, полученные с толстым источником

Рис. 11. Конверсионные линии переходов 265 и 280 keV, полученные с тонким источником. Ширина линий близка к приборной

Рис. 12. Конверсионные линии переходов: а) 401 и б) 572 keV. Источник толстый

области спектра мы определили, что линия K-477, по крайней мере, в пять раз менее интенсивна, чем K-572. Все эти оценки приведены в табл. 7. Из помещенных там же данных других авторов наиболее близки к нашим результаты Шардта и Велькера [10], погрешности которых в определении интенсивности составляют, по-видимому, во всех случаях не менее 10%. Различие в четыре раза наблюдается в интенсивности слабой линии K-305. Это различие, естественно, объясняется допущенными в работе [10] погрешностями в определении фона под этой линией при ее ширине, в 6—8 раз большей, чем в наших опытах. У нас полуширина этой линии

Таблица 7

Энергии переходов и относительные интенсивности конверсионных линий спектра Se^{75} по работам [8, 9, 10] и нашим данным

Корк и др. (1950) [8]		Е. Иенсен, Ласлетт и др. (1953) [9]			Шардт, Велькер (1955) [10]			Наши данные			
E, keV	Линия	E, keV	Линия	Относит. интенсивности	E, keV	Линия	Относит. интенсивности	E, keV	Линия	Относит. интенсивности	1) α_K/α_L 2) α_L/α_M 3) $\alpha_K/\alpha_{(L+M)}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
									$K-LL$	$(1{,}1\pm0{,}4)\cdot10^4$	
									$K-LM$	$(3{,}7\pm0{,}8)\cdot10^3$	
									$K-MM$	$(1{,}4\pm0{,}4)\cdot10^2$	
					24,4±0,15	K	—	24,6±0,05	K	1250±150	1) 4,0±0,9
24,7	L	—	—	—	24,4±0,15	L	—		L	314±31	2) 5,1±1,0
24,6	M				24,4±0,15	M	—		M	61±6	
66,2	K	66,6	K	70	66,3±0,2	K	70±8	66,5±0,1	K	73,7±4,4	1) 5,9±1,5
66,1	L								L	12,4±2,4	
—								77±0,3	K	⩽5	
80,8	K				81,2±0,3	K	~8	81±0,6	K	7±1	
96,9	K	98,7	K	900	96,9±0,3	K	715	96,6±0,1	K	645±25	1) 7,5±0,7
96,8	L	96,8				$L+M$	116±4		L	85,9±4,3	2) 5,3±0,8
96,6	M								M	(15,9±2,0)	
121,3	K	123,9	K	100	121,1±0,4	K	173	121,2±1,0	K	154±2,3	1) 7,2±0,6
									L	21,4±1,3	2) 6,5±1,0
									M	(3,3±0,4)	

Таблица 7 (продолжение)

Корк и др. (1950) [8]		Е. Иенсен, Ласлетт и др. (1953) [9]			Шардт, Велькер (1955) [10]			Наши данные			
E, keV	Линия	E, keV	Линия	Относит. интенсивности	E, keV	Линия	Относит. интенсивности	E, keV	Линия	Относит. интенсивности	1) α_K/α_L 2) α_L/α_M 3) $\alpha_K/\alpha_{(L+M)}$
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12
136,2	K	138,4	K	400	136,1±0,4	K	420	136±0,8	K	384±5	1) 10,1±0,4
136,2	L					$L+M$	52±5		L	38±0,8	2) 5,9±0,7
136,2	M								M	(6,4±0,6)	
198,8	K	203,2	K	6	199*	K	6,4±0,7	199,5±1,2	K	7,3±0,3	3) 8,5±0,9
198,7	L								$L+M$	0,82±0,03	
265,2	K	268,8	K	100	265*	K	100±8	265,0±1,0	K	100±3	1) 10,2±0,8
265,1	L								L	9,8±0,4	
									M	(1,2±0,4)	
281,1	K				281*	K	53,5±5	280±1,0	K	49,2±3,0	3) 7,7±0,8
280,0	L								$L+M$	6,4±0,3	
305,3	K	307,8	K	5	305*	K	3,9±0,3	304,5±1,3	K	16,1±0,8	3) 6,9±0,9
304,8	L								$L+M$	2,34±0,16	
401,9	K	405,2	K	3	402*	K	3,6±0,4	401,2±2,0	K	3,76±0,26	3) 6,7±1,1
402	L	—							$L+M$	0,44±0,04	
—								477	K	<0,01	
—								572,4±3,0	K	0,055±0,022	

* Энергия взята по Корку и др. [10].

Таблица 8

Определение коэффициентов конверсии переходов в As^{75} на *K*-оболочке

E, keV	I_K/I_γ^*	α_K из прямых измерений [45]	$A_K = \alpha_K/(I_K/I_\gamma)$	$\alpha_K = \bar{A}_K(I_K/I_\gamma)$	α_K для $E1$ переходов по [50]	$A_K = \alpha_K/(I_K/I_\gamma)$	$\alpha_K = \bar{A}_K(I_K/I_\gamma)$	Вывод о мультипольности	α_K по другим работам	
									Е. Иенсен и др., 1953 [9]	Шардт, Велькер, 1955 [10]
1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11
66,5	48	—	—	0,30	—	—	0,30±0,03	$M1$, $E1$	—	0,6±0,3
77	⩽15,6	—	—	⩽0,1	—	—	⩽0,10	$E1(M1)$	—	—
81	⩾70	—	—	⩾0,44	—	—	⩾0,44	$(E2)$	—	—
96,6	117	—	—	0,74	—	—	0,76±0,05	$E2$	~8	1,8 ±0,8
121,2	5,8	—	—	0,037	0,037	0,0064	—	$E1$	~0,3	0,10 ±0,03
136,2	4,0	—	—	0,025	0,026	0,0065	—	$E1$	0,12	0,07 ±0,02
199,5	2,8	—	—	0,018	—	—	0,018 ±0,002	$M1+E2$	—	0,03
265,0	1,00	0,0060±0,0006	0,0600	0,0063	—	—	0,0065±0,0004	$M1(+E2)$	0,09	0,016±0,005
280,0	1,20	0,0076±0,0010	0,0063	0,0076	—	—	0,0078±0,0008	$M1+E2$	—	0,019±0,005**
304,6	6,7	0,042±0,008	0,0063	0,042	—	—	0,043 ±0,006	$E3$	—	0,03 ±0,01**
401,2	0,17	0,0011±0,0002	0,0065	0,0011	0,0011	0,0065	—	$E1$	0,0015	0,0024±0,0005**
572,4	0,30	—	—	0,019	—	—	0,0019±0,0013	$M1$, $E2$ $(M1+E2)$	—	—
			$\bar{A}_K$=0,0063			$\bar{A}_K$=0,0065				

* I_K взяты из табл. 7, I_γ — из табл. 1.

** Полный коэффициент конверсии.

Примечание. Определение производилось: графы 3—5—на основе измерений α_K переходов 265, 280, 305 и 401 keV на спектрометре «кэтрон» [45] методом градуированной мишени; графы 6—8— на основе того, что переходы 121, 136 и 401 keV — мультипольности $E1$. В графах 10—11 для сравнения приведены данные работ [9 и 10].

была ~0,5%, интенсивность с сильным источником на максимуме ~3700 имп мин$^{-1}$, при фоне 30 имп мин$^{-1}$.

Данные об относительных интенсивностях в работе Е. Иенсена и др. [9] следует рассматривать как грубо ориентировочные, так как в этих опытах линии K-265 и K-280, различающиеся по интенсивностям в два раза, оказались неразрешенными.

В таблице приведена оценка относительных интенсивностей линий K-серии электронов Оже. Основным источником погрешности явилось сильное поглощение электронов во входной пленке счетчиковой камеры с поверхностной плотностью в 0,1 мг см$^{-2}$; поглощение в самом источнике сравнительно невелико. При этом регистрировалось приблизительно 24% электронов $K-LL$, 50% $K-LM$, 70% $K-MM$ и 80% K-24.

Б. Коэффициенты конверсии и мультипольности переходов

Для определения коэффициентов конверсии по измеренным нами относительным интенсивностям γ-лучей I_γ и конверсионных линий I_K имеются два независимых способа.

Первый, более предпочтительный, способ заключается в сравнении экспериментальных отношений I_K/I_γ с величинами коэффициентов конверсии переходов 265, 280, 305 и 401 keV, измеренными методом градуированной мишени Башиловым и Ильиным [45]. В табл. 8 проведено это сравнение: в графе 2 даны экспериментальные отношения I_K/I_γ, в графе 3 — измеренные коэффициенты конверсии в работе [45]. Отношение величин $\alpha_K/(I_K/I_\gamma)$ для этих переходов оказалось постоянным — графа 4. Средняя из этих величин использована для определения α_K для других переходов, приведенных в графе 5.

Второй путь заключается в использовании факта, установленного другими методами, что переходы 121, 136 и 401 keV относятся к типу $E1$. Тогда, проведя такое же сравнение, как и выше, можно определить коэффициенты конверсии других переходов. Эти вычисления приведены в графах 6—8 табл. 8.

Мы получили совпадение величин α_K, определенных обоими способами (графы 5 и 8). Погрешности в величинах α_K заключаются в пределах 6÷14%. Используя теоретические значения α_K [50], приведенные в табл. 9, оказывается, можно указать мультипольности всех переходов. Эти выводы приведены в графе 9.

Таблица 9

Теоретические коэффициенты конверсии для Z = 33 на K-оболочке (по [50])

$h\nu$, keV	$E1$	$E2$	$E3$	$E4$	$M1$	$M2$	$M3$	$M4$
66,5	0,26	3,10	35,0	365	0,240	3,60	51,3	580
81	0,12	1,51	15,0	139	0,144	1,78	20,0	213
96,7	0,074	0,78	6,80	57,0	0,088	0,93	9,00	85,0
121,2	0,037	0,34	2,50	17,5	0,48	0,41	3,30	27,0
136,2	0,27	0,22	1,60	10,2	0,35	0,28	2,04	15,4
199,5	0,0093	0,056	0,29	1,50	0,013	0,077	0,42	2,35
265,0	0,0038	0,019	0,087	0,35	0,0063	0,031	0,14	0,61
280,0	0,0033	0,016	0,069	0,29	0,0055	0,026	0,11	0,47
304,6	0,0025	0,012	0,047	0,18	0,0044	0,019	0,079	0,32
401,2	0,0011	0,0045	0,015	0,049	0,0023	0,0084	0,028	0,095
572,4	0,0006	0,0015	0,0057	0,022	0,0013	0,005	0,012	0,034

В таблице приведена оценка α_K перехода 77 keV. Она получена из величин пределов отношений для переходов 77 и 81 keV: $(I_K)_{77}\,(I_K)_{81} \leqslant 0{,}7$ (см. табл. 8) и $(I_\gamma)_{81}/(I_\gamma)_{77} \leqslant 0{,}3$ (см. табл. 5), откуда можно заключить, что переход 81 keV конвертирован значительно сильнее, чем переход 77 keV (более, чем в 4 раза). Таким образом, если переход 81 keV идентифици-

ровать как $E2$, тогда переходу 77 keV следует приписать мультипольность $E1$ или $M1$.

Из других работ в более благоприятных условиях проводились исследования Шардтом и Велькером [10]. Однако мы видим здесь большие погрешности и значительное отличие, в среднем в 2,5 раза, от наших данных. Авторы этой работы для определения α_K использовали метод градуированного кристалла, подобный методу градуированной мишени. Причина столь большого расхождения в данных заключается, по нашему мнению, в неточной градуировке кристалла. Ошибка может быть вызвана перекрытием линий, неточным учетом фона под фотолиниями и рассеянием электронов.

Мультипольность перехода 24,6 keV можно установить по измеренному отношению $K/L = 4{,}0 \pm 0{,}9$. Экстраполируя данные работы [50] для определения α_K и взяв α_L из [51], можно оценить отношение α_K/α_L. Такая оценка, ввиду малой энергии перехода, может быть сделана с большой погрешностью. Некоторым контролем произведенной экстраполяции могут служить вычисления α_K/α_L, выполненные Берестецким [52] для магнитного излучения в нерелятивистском случае, результаты которых могут отличаться от истиных величин на несколько десятков процентов. Из этих оценок мы получили α_K/α_L равным для переходов $M1 - 7 \div 8$, $M2 - 4 \div 5$, $M3 - 1{,}2 \div 2{,}4$. Для E-переходов эти отношения оказываются меньшими. Таким образом, мы можем заключить, что переход 24,6 keV следует отнести к типу $M2$.

5. Анализ схемы распада

А. Уровни As^{75}

а) По кулоновскому возбуждению и неупругому рассеянию нейтронов установлено существование в ядре As^{75} следующих возбужденных состояний: 200 ± 3, 281 ± 5, 574 ± 8, 780 ± 4, 814 ± 10, 1020 ± 10, 1250 ± 30 и 1633 ± 20 keV.

б) Изучение β^--спектра Ge^{75} методом $\beta^- - \gamma$-совпадений показало, что у As^{75} существуют возбужденные состояния с энергией 199, 265, 477 и 628 keV. Результаты этих исследований приведены в табл. 10.

Таблица 10

Компоненты β-спектра Ge^{75} и данные об уровнях As^{75} [10]

E_β, keV	γ в совпадении с β⁻	Уровни As^{75}	Интенсивн. компон., %	lg τf
1188±20	Нет	0	87	5,2
975±20	199	199	0,69	7,0
919±20	265	265	11,4	5,6
784*	*	402	<0,022	<8,1
720 +20 −60	477	477	0,26	6,9
553	199, 427, 628	628	0,48	6,2

* Не наблюдались.

в) Состав γ-спектра Ge^{75} и $\gamma - \gamma$-совпадения в нем исследованы в работах [10 и 25]. Результаты этих исследований даны в табл. 11.

Из этих данных (с учетом п. «б») следует, что все γ-переходы происходят между уровнями 628, 477, 265, 199 keV и основным состоянием As^{75}.

г) Между γ-лучами Se^{75} в опытах по изучению $\gamma - \gamma$-совпадений, выполненных в работах [10, 25, 28, 29], установлено наличие следующих каскадов: K-$X - 66$, 121, 136, 199, 265, 280, 401; 66—136, 199; 265—136; 280—121.

В работе [28] при использовании техники суммирования показано, что нет каскадов, сумма энергий которых была бы больше 401 keV. Каскад 66—199 keV наблюдался и в Ge^{75}. Переход 401 keV дает совпадения только с K-X-лучами, что указывает на заселение этого уровня в результате электронного захвата в Se^{75}. Третий и четвертый каскады, сумма энергий которых равна 401 keV, подтверждают, что у As^{75} имеются два близких

возбужденных уровня 265 и 280 keV. Так как переход 66 keV располагается между уровнями 265 и 199 keV, то второй каскад также подтверждает расположение перехода 136 keV между уровнями 401 и 265 keV. Шардт [21] показал, что задержанные совпадения переходов 96 и 280 keV соответствуют времени жизни изомерного уровня 17 мсек. Этот уровень 305 keV в As^{75}, который заселяется γ-переходом 96 keV с лежащего выше уровня 401 keV. Изомерный уровень разряжается сильно конвертированным переходом 24 keV на уровень 280 и прямым — на основное состояние. Эта схема подтверждается следующими соображениями:

Таблица 11

Энергии, относительные интенсивности γ-лучей и γ — γ-совпадения в распаде Ge^{75} (по [10, 25])

$h\nu$, keV*	Интенсивность γ-переходов	γ-Лучи в совпадении по [10]
66±5	~2,2	199
121, 136**	<0,15	—
199±10	12±1,2	66, 427
265±6	100	Нет
401**	<0,03	—
427±8	2,5±0,5	199
473±9	2,4±0,5	Нет
626±8	1,5±0,2	Нет

* Среднее значение по [10 и 25].
** Не наблюдались.

1) мультипольность перехода 305 keV — $E3$, что соответствует измеренному времени жизни;

2) суммы энергий переходов совпадают с энергиями уровней: $(280 \pm 1) \pm (24{,}6 \pm 0{,}1) = 304{,}6 \pm 1{,}1$ (измеренное значение $304{,}5 \pm 1{,}3$ keV), $(304{,}5 \pm 1{,}3) + (96{,}6 \pm 0{,}1) = 401{,}1 \pm 1{,}4$ (измеренное значение $401{,}2 \pm 2{,}0$ keV);

3) при таком расположении переходов сходится баланс интенсивностей;

4) наблюдаются аналогии с соседними изотопами;

5) переход 572 keV идет на основное состояние, остальные два слабых перехода располагаются: 77 keV — между уровнями 478 и 401 keV, 81 keV — между уровнями 280 и 199 keV.

Из энергетических соотношений их нельзя расположить иначе.

Схема уровней и переходов между ними показана на рис. 13.

Б. Квантовые характеристики основных состояний As^{75}, Se^{75} и Ge^{75}

а) Измеренный различными методами спин основного состояния As^{75} равен 3/2. Четность его отрицательна. Такой же спин и четность имеют основные состояния других нечетных изотопов мышьяка (As^{73}, As^{77} и As^{79}). Майер и Иенсен [52] показали, что благодаря парному взаимодействию нуклонов протоны этих ядер могут группироваться на оболочках следующим образом: $(f_{5/2})^2 (p_{3/2})^3$. Однако из вычислений магнитного момента ядра As^{75}, выполненных Арима и Хориа [53], следует, что расположение протонов на оболочках по схеме $(g_{9/2})^2 (p_{3/2})^3$ лучшим образом объясняет аномальную величину магнитного момента ядра. Это видно из табл. 12.

Таблица 12

Магнитный момент As^{75} по расчетам Арима и Хориа [53]

Ядро	Спин	Конфигурация протонов	Конфигурация нейтронов	$\mu_{расч}$	$\mu_{эксп}$
$_{33}As^{75}_{42}$	3/2−	$(f_{5/2})^2(p_{3/2})^3$	$(g_{9/2})^2$	2,21	1,44
		$(g_{9/2})^2(p_{3/2})^2$	$(g_{9/2})^2$	1,62	

Низкое расположение уровня $g_{9/2}$ в As^{75} и в соседних нечетных ядрах указывает на возможность такой конфигурации.

б) Спин основного состояния Se^{75} равен 5/2. Такой спин не ожидается по модели оболочек и относится к числу исключений. Его можно было бы объяснить конфигурацией $[g_{9/2}]^3_{5/2}$ или другими конфигурациями. Отметим, что у Ge^{73}, где такое же число нейтронов, основное состояние $9/2^+$ объясняется моделью, но первый возбужденный уровень 13,5 keV имеет конфигурацию $[g_{9/2}]^3_{5/2}$ [54]. Об аномалии основного состояния Se^{75} говорит и большой квадрупольный момент $Q = 1{,}1 \pm 0{,}2$ барна [13].

в) Основное состояние Ge^{75} $1/2^-$ следует из анализа распада этого ядра и ожидается по модели оболочек — $p_{1/2}(g_{9/2})^4$.

В. Спины и четности уровней 265, 280 и 401 keV

Анализ работ [10, 29] по изучению угловой $\gamma-\gamma$-корреляции подтверждает однозначное заключение работы [25] о спинах и четностях уровней: 401 keV — $5/2^+$, 280 keV — $5/2^-$ и 265 keV — $3/2^-$.

Таблица 13

Интенсивности переходов в Se^{75} (выражены в процентах от числа распадов)

Энергия перехода, keV	Интенсивность перехода			
	γ-квантов	конверсионных $(K+L+M)$-электронов	наши данные	данные работы [10]
K-X + Оже	—	52	108±30*	81±12
24	—	4,6	4,6	—
66	0,91	0,29	1,2	1,4
77	0,16	<0,017	⩽0,2	⩽0,2
81	<0,05	0,024	⩽0,07	0,13
96	2,9	2,50	5,4	11,5
121	14,2	0,60	14,8	17,3
136	50,4	1,45	51,9	56,7
199	1,36	0,027	1,4	1,8
265	52,5	0,37	52,9	57,0
280	21,5	0,19	21,7	26,2
305	1,31	0,062	1,4	1,2
(370)	<0,026	—	<0,03	—
401	11,7	0,014	11,7	14,0
(475)	<0,26	$\leqslant 0{,}04\cdot10^{-3}$	<0,3	—
572	0,095	$0{,}19\cdot10^{-3}$	~0,1	—

* Интенсивность K-X определена по выходу флуоресценции.

Таблица 14

Баланс интенсивностей и определение $\lg \tau f$ переходов Se^{75} на уровни As^{75}

(Интенсивности указаны в процентах от числа распадов)

Энергия уровня, keV	Интенсивности γ-переходов		Интенсивности электронного захвата	$\lg \tau f$ ветви электронного захвата
	приходящих	уходящих		
0	95	—	5	7,9
199,5	⩽ 1,4	1,5	⩽0,1	⩾9,4
265,0	54,9	57,6	2,7	7,9
280,0	20,4	23,1	2,5	7,9
304,6	5,7	6,3	0,6	8,5
401,2	⩽ 0,2	89,0	89	5,9
477	—	⩽0,2	⩽0,2	8,6*
572.4	—	0,1	0,1	8,7

* $\lg \tau f = 8{,}6$ отвечает приписанию интенсивности перехода 77 keV значения 0,2.

По данным работы [25], переход 280 keV представляет смесь $E2+M1$ излучений, переход 265 keV тоже, но примесь $E2$ мала. Этот вывод подтверждается измерениями коэффициентов конверсии в работе [45]. Переходы же 121, 136 и 401 keV относятся к типу $E1$. Это обстоятельство мы использовали для перехода от наших экспериментальных данных

I_K/I_γ к коэффициентам конверсии. Однако отметим тот факт, что для этих трех переходов, по нашим измерениям, отношение $(\alpha_K)_{\text{теор}}/(\alpha_K)_{\text{эксп}}$ получилось одинаковым, т. е. достаточно приписать одному переходу мультипольность $E1$, чтобы для всех других получился правильный результат. Этого не получается при приписании одному из переходов иной мультипольности, чем $E1$. По нашим коэффициентам конверсии переход

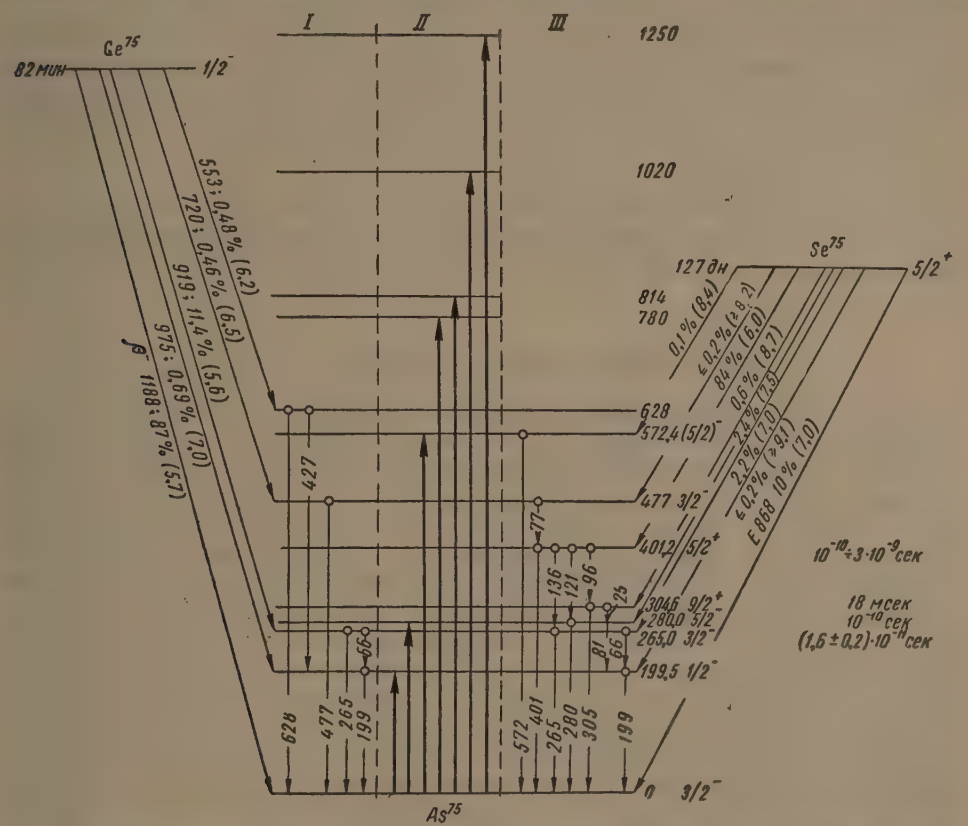


Рис. 13. Схема распада $Ge^{75} \rightarrow As^{75} \leftarrow Se^{75}$. В области I наблюдались переходы в распаде Ge^{75}, в II — при возбуждении ядра As^{75}, в III — при распаде Se^{75}

280 keV $E2+M1$. Одинаковая четность с основным состоянием уровня 280 keV вытекает из опытов по кулоновскому возбуждению. Подтверждение этих выводов мы находим в распаде Ge^{75}: $\lg \tau f$ β^--перехода на уровень 401 keV больше 8,1, что говорит об уникальном типе перехода ($\Delta I = 2$, да). На уровень 265 keV происходит разрешенный β^--переход ($\lg \tau f = 5{,}6$), что говорит об одинаковой четности и отличии в спинах этого уровня и основного состояния Ge^{75} ($^1/_2^-$) на 0 или 1.

Г. Баланс интенсивностей в распаде Se^{75}

Шардт и Велькер [10] измерили интенсивности K-X-лучей As^{75}, и из их данных следует, что переход между основными состояниями Se^{75} и As^{75} может осуществляться в небольшом числе случаев, меньше, чем в 20% от числа распадов Se^{75}. К такому же заключению мы приходим на основании оценки интенсивностей электронных линий Оже (табл. 7 и табл. 13). С другой стороны, из схемы распада (рис. 13) и табл. 14 видно *, что уровень 401 keV очень сильно заселяется в результате электронного захвата, происходящего в Se^{75}. Это может быть в том случае, если четность

* *Примечание при корректуре.* Значения интенсивностей переходов и $\lg \tau f$ точнее в табл. 14, чем на рис. 13.

основного состояния Se^{75} одинакова с четностью уровня 401 keV, т. е. имеет место разрешенный переход: $5/2^+ \rightarrow 5/2^+$. Это заключение строго доказывается вычислением $\lg \tau f$ переходов. Приняв сумму интенсивностей γ-переходов на основное состояние за 100%, определим интенсивности отдельных переходов. Затем, в соответствии со схемой распада, мы можем подсчитать вероятность заселения уровней As^{75} в результате электронного захвата в Se^{75} и вычислить $\lg \tau f$ для соответствующих переходов.

Поскольку спин и четность основного состояния As^{75} и уровня 265 keV одинаковы, величины $\lg \tau f$ на них должны быть близки. Отсюда следует, что на основное состояние идет ~5% от общего числа распадов Se^{75}.

Исправив расчеты в соответствии с этим результатом, получим интенсивности γ-переходов и баланс интенсивностей в распаде Se^{75}, приведенные в табл. 13 и 14.

Отметим, что величины $\lg \tau f$ переходов на уровни 401, 280 и 265 keV находятся в согласии с правилами отбора, вытекающими из определенных для них спинов и четностей: соответственно $\Delta I = 0$, нет, $\Delta I = 0$, да, $\Delta I = 1$, да.

Д. Спины и четности уровней 199,5, 304,6, 478 и 572,4 keV

а) Так как мультипольность перехода 199 keV — $M1+E2$ и он происходит на основное состояние $(3/2^-)$, уровню 199,5 keV можно приписать спины 1/2, 3/2 и 5/2 и отрицательную четность. На эти же значения спина и четности указывает мультипольность перехода 66,5 keV — $M1$, приходящего с уровня 265 keV $(3/2^-)$. Наиболее вероятное значение спина, определенное по измерениям угловой γ — γ-корреляции переходов 66 и 199 keV, равно 1/2. То, что переход с уровня 28 keV $h\nu = 81$ keV имеет мультипольность выше $M1$, указывает на две возможности спина обсуждаемого уровня: 1/2 или 7/2. Разрешенный или первого запрещения переход на этот уровень в Ge^{75} позволяет приписать ему спин и четность $1/2^-$ или $3/2^-$. На значение $1/2^-$ или $9/2^-$ указывает величина $\lg \tau f$, соответствующая уникальному переходу в Se^{75} на этот уровень. Опыты по кулоновскому возбуждению As^{75} указывают на отрицательную четность уровня 199,5 keV. Из совокупности этих данных вытекает, что уровню 199,5 keV отвечает значение спина $1/2^-$.

б) Уровень 305 keV имеет спин $9/2^+$. Действительно, мультипольность перехода с этого уровня на основное состояние — $E3$. С таким приписанием согласуется и мультипольность перехода 96,6 keV ($E2$) и величина $\lg \tau f$ перехода на этот уровень в распаде Se^{75}. Переход 24,6 keV сильно конвертирован, его мультипольность $M2$. Это совпадает с выводом, вытекающим из значений спинов уровней 305 $(9/2^+)$ и 280 $(5/2^-)$. С изомерных уровней As^{73} и As^{77} переходы на лежащие ниже уровни также имеют мультипольность $M2$ [21, 33].

в) Переход 77 keV с уровня 478 keV по нашей оценке коэффициента конверсии относится либо к $E1$, либо к $M1$ (табл. 8). Это указывает на следующие возможные спины уровня 478 keV: $3/2^\pm$, $5/2^\pm$, $7/2^\pm$. В распаде Ge^{75} наблюдался β-переход на этот уровень с величиной $\lg \tau f = 6{,}9$. Это значение надо исправить на интенсивность перехода 77 keV не меньшей интенсивности, чем переход 478 keV. Исправленная величина $\lg \tau f$ равна 6,5, и β^--переход можно отнести либо к запрещенному, либо разрешенному. В последнем случае уровню можно приписать значения спинов $1/2^-$, $3/2^-$. Переход с основного состояния Se^{75} на этот уровень имеет $\lg \tau f = 8{,}2—8{,}6$, т. е. переход либо однократно запрещен, либо его можно отнести к уникальному. Отсюда можно приписать уровню спины: $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$, $9/2^-$. Из сравнения этих возможных значений следует, что спин уровня — $3/2^-$. Правда, этот уровень не был обнаружен при возбуждении ядра As^{75} α-частицами. Возможно, что причиной этого является наложение фотопика 478 keV на комптоновский пик от γ-лучей 572 keV [15, 16].

г) С уровня 572 keV нами наблюдается только прямой переход. Его коэффициент конверсии соответствует излучению $E2+M1$, $M1$ или $E2$. В этом случае возможны следующие спины уровня; $1/2^-$, $3/2^-$, $5/2^-$, $7/2^-$. Отрицательная четность этого состояния вытекает также из того факта, что он обнаружен по кулоновскому возбуждению. Отсутствие γ-лучей с энергией 572 keV в распаде Ge^{75} указывает на большое различие спинов основного состояния Ge^{75} и уровня As^{75} 572 keV. Величина $\lg \tau f$ перехода на этот уровень в распаде Se^{75}, равная 8,7, мало отличается от величины $\lg \tau f$ для перехода первого запрещения на уровень 477 keV. Из сопоставления этих фактов следует, что спин уровня 572 keV, по-видимому, 5/2.

Е. Аналогия с соседними ядрами

Можно заметить некоторые общие свойства уровней нечетных изотопов мышьяка 71, 73, 75, 77 и 79, которые имеют следующие характеристики нижних уровней (табл. 15).

Таблица 15

Характеристика нижних уровней нечетных изотопов мышьяка [21, 33]

Ядро	Спин основного состояния	Энергии уровней, keV				Спины и четности уровней				Время жизни состояния $g_{9/2}$, сек
		1	2	3	4	1	2	3	4	
As^{71}	5/2⁻(3/2⁻)	180	—	—	—	?	—	—	—	—
As^{73}	3/2⁻	65	425	—	—	5/2⁻	9/2⁺	—	—	$6 \cdot 10^{-6}$
As^{75}	3/2⁻	199	265	280	305	1/2⁻	3/2⁻	5/2⁻	9/2⁺	$17 \cdot 10^{-3}$
As^{77}	3/2⁻	215	265	475	625	1/2⁻	5/2⁻	9/2⁺	?	$1{,}16 \cdot 10^{-4}$
As^{79}	3/2⁻	—	—	—	—	—	—	—	—	—

Видно, что все нечетные изотопы мышьяка, за исключением As^{71}, имеют спин, равный $3/2^-$. В соседних с As^{75} изотопах, As^{73} и As^{77}, наблюдается уровень $g_{9/2}$ с близкой энергией возбуждения. В отличие от других, в ядре As^{75} установлено присутствие большого числа низких возбужденных состояний: у него между уровнями 305 и 628 keV находятся еще три уровня —401, 477 и 572 keV.

Ж. Относительные времена жизни уровня 401 keV по отношению к γ-переходам 96, 121, 136 и 401 keV

Уровень 401 keV разряжается четырьмя переходами чистой мультипольности. Относительные времена жизни $T_{\gamma,\,э}/T_{\gamma,\,о.ч}$ ($T_{\gamma,\,э}$ — экспери-

Таблица 16

Подсчет $T_{\gamma,\,э}/T_{\gamma,\,о.ч}$ для переходов с уровня 401 keV

E, keV	Мультипольность	$T_{\gamma,о.ч}$*, сек	$1/I_\gamma$	$K \cdot T_{\gamma,\,э}$	$T_{\gamma,\,э}$, сек	$T_{\gamma,\,э}/T_{\gamma,\,о.ч}$
96	$E2$	$0{,}17 \cdot 10^{-7}$	0,30	1	$1{,}4 \cdot 10^{-8}$	$8 \cdot 10^{-2}$
121	$E1$	$0{,}42 \cdot 10^{-13}$	0,074	0,25	$3 \cdot 10^{-9}$	$7 \cdot 10^{4}$
136	$E1$	$0{,}30 \cdot 10^{-13}$	0,021	0,07	10^{-9}	$3 \cdot 10^{4}$
401	$E1$	$0{,}12 \cdot 10^{-14}$	0,083	0,28	$3{,}4 \cdot 10^{-9}$	$3 \cdot 10^{6}$

* По Вайсскопфу.

ментальная величина, $T_{\gamma,\,о.ч}$ — теоретическое одночастичное) этих γ-переходов можно оценить из измерений их относительных интенсивностей и оценки времени жизни уровня 401 keV $3 \cdot 10^{-9}$ сек $> \tau > 10^{-10}$ сек [24].

В графе 5 табл. 16 приведены числа, пропорциональные временам жизни, где за единицу взято время жизни уровня относительно перехода 96 keV. Если вычислить $T_{\gamma, \text{о. ч}}$ этих переходов по Вайсскопфу (см. графу 3), то для перехода 96 keV мультипольности $E2$ оно получается равным $0{,}17 \cdot 10^{-6}$ сек. Согласно работе [24] примем время жизни уровня 401 keV равным $5 \cdot 10^{-10}$ сек. Тогда для времени жизни переходов получим значения, указанные в графе 6. Получающиеся при этом предположении времена жизни приведены в графе 7. Эти отношения указывают, что переходы $E1$ очень сильно заторможены. Измеренные времена жизни γ-переходов мультипольности $E2$ в нечетных ядрах в среднем составляют 0,08 от $T_{\gamma, \text{о. ч}}$, сосчитанных по одночастичной модели с колебаниями до пятикратной величины в ту или иную сторону [55]. Именно эта величина получается и в нашем случае для перехода 95 keV.

Отношение $T_{\gamma, э}/T_{\gamma, \text{о. ч}}$ для перехода 305 keV мультипольности $E3$ равно 3, в то время как для средних ядер оно близко, как правило, к 500 [55].

3. Конфигурационные уровни As^{75}

Можно попытаться дать характеристики уровней As^{75} в рамках одночастичной модели. В связи с тем, что для объяснения структуры основного состояния As^{75} имеются две возможности: $(g_{9/2})^2 (p_{3/2})^3$ и $(f_{5/2})^2 (p_{3/2})^3$, для возбужденных состояний As^{75} и основного состояния Se^{75} можно указать две схемы, которые приведены в табл. 17.

Таблица 17

Две возможные схемы объяснения структуры уровней As^{75}

(N и P означают конфигурации нейтронов и протонов в основных состояниях Se^{75}, As^{75})

№	$_{34}Se^{75}_{41}$	$_{33}As^{75}_{42}$ (осн. сост.)	As^{75} (199 keV)
1	N — $(f_{5/2})^6[g_{9/2}]^3{}_{5/2}$ P — $(p_{3/2})^4(g_{9/2})^2$	N — $(f_{5/2})^6(p_{1/2})^2(g_{9/2})^2$ P — $(g_{9/2})^2(p_{3/2})^3$	$(g_{9/2})^2 p_{1/2}(p_{3/2})^2$
2	N — $(f_{5/2})^6[g_{9/2}]^3{}_{5/2}$ P — $(p_{3/2})^4(f_{5/2})^2$	N — $(f_{5/2})^6(p_{1/2})^2(g_{9/2})^2$ P — $(f_{5/2})^6(p_{3/2})^3$	$p_{1/2}(f_{5/2})^2(p_{3/2})^2$

№	As^{75} (265 keV)	As^{75} (280 keV)	As^{75} (305 keV)	As^{75} (401 keV)
1	$[p_{1/2}(g_{9/2})^2]_{3/2}(p_{3/2})^2$	$(g_{9/2})^2 f_{5/2}(p_{3/2})^2$	$(g_{9/2})^3(p_{3/2})^2$	$[g_{9/2}]^3{}_{5/2}(p_{3/2})^2$
2	$[f_{5/2}]^3{}_{3/2}(p_{3/2})^2$	$(f_{3/2})^3(p_{3/2})^2$	$g_{9/2}(f_{5/2})^2(p_{3/2})^2$	$[g_{9/2}(f_{5/2})^2]_{5/2}(p_{3/2})^2$

В обеих схемах уровни 199, 280 и 305 keV оказываются одночастичными, 265 и 401 keV — конфигурационными. Обе схемы качественно объясняют заторможенность $E1$ переходов 121, 136 и 401 keV, так как они связаны с разрушением конфигураций протонов и переходом нуклонов на другую подоболочку, в то время как переход $E2$ 96 keV связан только с распадом конфигурации. Возможно, что такая интерпретация уровней может измениться, например, в свете идей, высказанных в работе [34].

В заключение авторы приносят искреннюю благодарность Б. С. Джелепову за неоценимую помощь в приобретении препарата стабильного селена, обогащенного Se^{74}.

Авторы благодарны за помощь в работе Н. Д. Новосильцевой, В. Звольской, В. Михайлову, В. Сергееву и С. Сахарову.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Kent C. V., Cork J. M., Wadey W. G., Phys. Rev. A, **61**, 389 (1942).
2. Dubridge L. A. Сообщение в «Таблицах изотопов», Seaborg G. T., Rev. Mod. Phys., **16**, 1 (1944).
3. Friedlander H. N., Seren L., Turkel S. H., Phys. Rev., **72**, 23 (1947).
4. Cowart W. S., Pool M. L., McCown D. A., Woodward L. L., Phys. Rev., **73**, 1223A (1948); **73**, 1454 (1948).
5. Hopkins H. H., Cunningham B. B., Phys. Rev., **73**, 1406 (1948); **77**, 717 (1950).
6. Ter-Pogossian M., Robinson J. E., Cook C. S., Phys. Rev., **75**, 995 (1949).
7. Gest H., Glendenin L. E., Nucl. Data, p. 74 (1950).
8. Cork J. M., Rutledge W. C., Branyan C. E., Phys. Rev., **79**, 889 (1950).
9 Jensen E. E., Laslett L. J., Martin D. S., Jr., Hughes F. J., Pratt W. W., Phys. Rev., **90**, 557 (1953).
10. Schardt A. W., Welker J. W., Phys. Rev., **99**, 810 (1955).
11. Trail C. C., Jonson C. H., Phys. Rev. A, **91**, 474 (1953).
12. Buttler J. B., Gossett C. R., Bull. Amer. Phys. Soc., **2**, 230 (1957).
13. Aamodt L. C., Fletcher P. C., Silvey G., Townes C. H., Phys. Rev. A, **94**, 789 (1954); **98**, 1224 (1955).
14. Кюльц Е. Ф., Кунц В. В., Хартман В. Г., Успехи физ. наук, **25**, 4, 537 (1955).
15. Temmer G. M., Heydenburg N. P., Phys. Rev., **93**, 351 (1954); **100**, 961A (1955).
16. Paul E. B., Gove H. E., Сообщение в статье Alder K., Bohr A., Huss T., Mottelson B., Winter A., Rev. Mod. Phys., **28**, 432 (1956).
17. Campbel E. C., Stelson P. H., Сообщение в Nucl. Sci. Abstr., **10**, 58 (1956).
18. Cranberg L., Levin I. S., Phys. Rev., **103**, 343 (1956).
19. Rotham M. A., Hans H. S., Mandeville C. E., Phys. Rev., **110**, 83 (1955).
20. Softky S. D., Phys. Rev., **98**, 736 (1956).
21. Schardt A. W., Bull. Amer. Phys. Soc., **1**, 2, 85 (1956); Phys. Rev., **108**, 398 (1957).
22. Лейпунский О. И., Морозов А. М., Макаров Ю. М., Ямпольский П. Я., Ж. эксперим. и теор. физ., **32**, 393 (1957).
23. Wegors S. H., Jr; Axel P., Phys. Rev., **100**, 1238A (1953); **101**, 1067 (1956).
24. Metzger F. R., Phys. Rev., **110**, 123 (1958).
25. Vanden Bold H. J., Vande Geijn J., Endt P. M., Physica, **24**, 1, 23 (1958).
26. Jensen E. N., Lasslett L. S., Pratt W. W., Сообщение в «Таблицах изотопов» Seaborg G. T., Perlman J. J., Rev. Mod. Phys., **20**, 585 (1948).
27. Schardt A. W., Welker J. W., Phys. Rev. A, **93**, 916 (1954).
28. Lu D. S., Kelly W. H., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., **97**, 139 (1955).
29. Kelly W. H., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., **102**, 1130 (1956).
30. Seaborg G. T., Livingood J. J., Friedlander J. J., Phys. Rev., **59**, 320 (1941).
31. Sagane R., Miyamoto G., Jukawa M., Phys. Rev., **59**, 904 (1941).
32. Burson S. B., Jordan W. C., Le Blanc J. M., Phys. Rev., **95**, 613 (1954).
33. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов, Изд. АН СССР, М.—Л., 1958.
34. Iensen I. H. D., Rev. Mod. Phys., **29**, 182 (1957).
35. Золотавин А. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 127 (1954).
36. Золотавин А. В., Григорьев Е. П., Аброян М. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., **20**, 289 (1956).
37. Григорьев Е. П., Золотавин А. В., Кузьмин Н. Н., Павлицкая Е. Д., Изв. АН СССР. Сер. физ., **22**, 194 (1958).
38. Pomerance H., Phys. Rev., **88**, 412 (1952).
39. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Д., Таблицы изотопов. — ИЛ, М, 1956.
40. Башилов А. А., Антоньева Н. М., Бродер Д. А., Джелепов Б. С., Изв. АН СССР. Сер. физ., **17**, 468 (1953).
41. Башилов А. А., Антоньева Н. М., Блинов М. В., Джелепов Б. С., Изв. АН СССР. Сер. физ., **18**, 43 (1954).

42. Григорьев Е. П., Густова Л. В., Золотавин А. В., Крацик Б., Полещук Г. В., Чубинский О. В., Вестник Ленинград. гос. ун-та, *10*, 37 (1957).
43. Авотина М. П., Григорьев Е. П., Золотавин А. В., Крацик Б., Докл. АН СССР, **119**, 1127 (1958).
44. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 821 (1958).
45. Башилов А. А., Ильин В. В., См. настоящий номер журнала, стр. 154.
46. Адамчук В. К., Башилов А. А., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 919 (1958).
47. Джелепов Б., Жуковский Н., Недовесов В., Щукин Г., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 966 (1957).
48. Листенгартен М. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 759 (1958).
49. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крафт О. Е., Крацик Б., Пекер Л. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 101 (1958).
50. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения, ч. I, *K*-оболочка.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
51. Драницина Г. Ф., Коэффициенты внутренней конверсии на L_I-, L_{II}-, L_{III}-подоболочках.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
52. Берестецкий В. В., Ж. эксперим. и теор. физ., **18**, 1057 (1948).
53. Mayer M. G., Iensen I. H. D., Elementary Theory of Nuclear Shell Structure. — L. N. J., Willey, 1955.
54. Arima A., Horie H., Progr. Theor. Phys., **12**, 623 (1954).
55. Way K., Kundu D. N., McGinnis C. L., Van Lieshout R., Ann. Rev. Nuc. Sci., 6, 129 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. А. ВОИНОВА, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и Н. Н. ЖУКОВСКИЙ

ИССЛЕДОВАНИЕ γ-СПЕКТРА Se^{75} В ОБЛАСТИ 200÷900 keV

Мы исследовали γ-излучение Se^{75} в области 200÷900 keV при помощи магнитных спектрометров, использующих электроны отдачи, — ритрона и электрона.

В качестве источника Se^{75} служил активированный нейтронами металлический селен весом ~13 г. Источник находился в стеклянной пробирке с внутренним ⌀15 мм. К началу измерений активность источника составляла ~0,8 Cu.

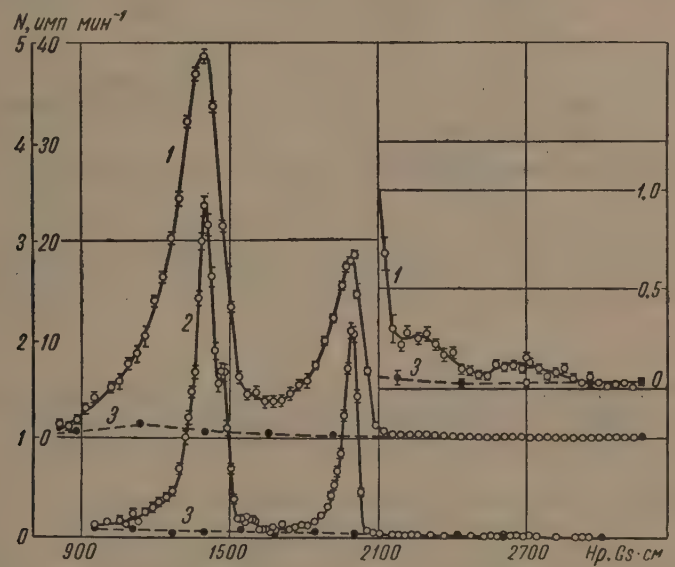


Рис. 1. Экспериментальные кривые γ-спектра Se^{75}: *1* — кривая, полученная на ритроне с мишенью из целлофана с поверхностной плотностью 6,15 мг см$^{-2}$, *2* — кривая, полученная на электроне с полистироловой мишенью с поверхностной плотностью 2,34 мг см$^{-2}$, *3* — фон

На рис. 1 изображены экспериментальные кривые γ-спектра Se^{75}. Кривая *1* получена на ритроне с мишенью из целлофана с поверхностной плотностью 6,15 мг см$^{-2}$; справа в увеличенном масштабе представлена жесткая часть спектра; кривая *2* получена на электроне с полистироловой мишенью с поверхностной плотностью 2,34 мг см$^{-2}$.

Рис. 2 показывает разложение экспериментального спектра (из которого исключен фон прибора) на отдельные компоненты в соответствии с приборной формой линии. Кривая *а*, полученная на электроне, разложена на пять компонентов с энергиями 207, 259, 278, 305 и 402 keV. Поскольку светосила электрона почти на порядок меньше светосилы ритрона, жесткая часть спектра была более тщательно исследована при помощи ритрона. Кривые *б* и *в* представляют собой участок спектра в области 400÷900 keV; кривая *г* иллюстрирует остаток после исключения

жесткого спада γ-линии 402 keV, который может быть разложен на две γ-линии с энергиями 475 и 570 keV.

Таким образом, в области 200÷900 keV нами обнаружены γ-линии 207, 259, 278, 305, 402, 475 и 570 keV. Пять первых линий наблюдались неоднократно в других работах; γ-линия 475 keV наблюдалась только в γ-спектре Ge^{75} [1, 2]; γ-линия 570 keV обнаружена независимо от нас в работах Григорьева, Золотавина и др. [3] и Ланжевен-Жолио и Ланжевена [4].

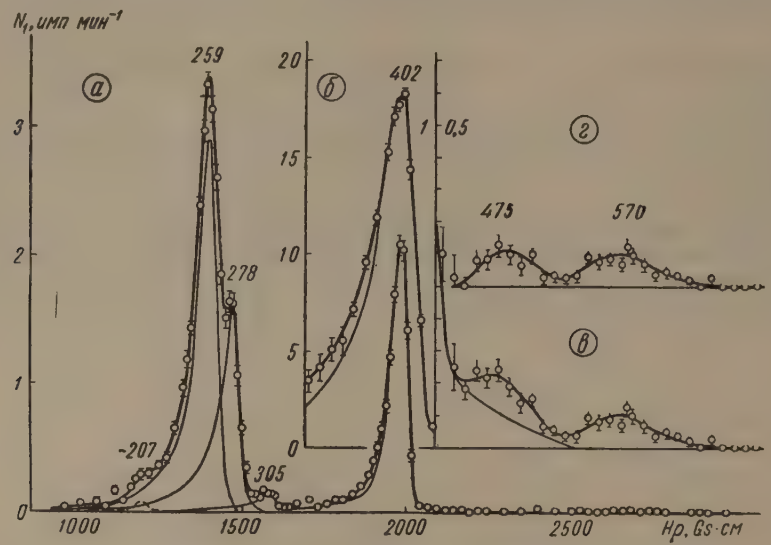


Рис. 2. Разложение γ-спектра Se^{75} на отдельные компоненты: *а* — кривая, полученная на электроне; *б*, *в* и *г* — кривые, полученные на ритроне: *б* и *в* — участок спектра 100÷900 keV, *г* — остаток после исключения жесткого спада γ-линии 402 keV. N_1 дано с учетом фона

Следует отметить, что экспериментальная кривая в области $h\nu =$ $=402$ keV в обоих случаях (при исследовании на электроне и ритроне) получилась несколько шире приборной формы линии, соответствующей

Энергии и относительные интенсивности γ-линий Se^{75} по данным различных авторов
(В скобках указан метод исследования)

№ п/п	Наиболее вероятное значение $h\nu$, keV	Иенсен и др. [5] (фотоэлектроны; линз. спектр.)	Шардт и, Велькер [1] (линз. спектр. и сцинт. спектр.)	Ван ден Болд и др. [2] (сцинт. спектр.)	Григорьев, Золотавин и др. [3] (магнитн. спектр.; фотоэлектроны)	Ланжевен-Жолио и Ланжевен [4] (сцинт. спектр.)*	Наши данные	
							$h\nu$, keV	Относит. интенсивность
1	199,5	—	~12	13±1	12±1	14	~207	<25
2	265,0	500	403±40	357±25	450±50	393	259	440±30
3	280,0	~36	184±16	185±18	184±11	186	278	194±14
4	304,6	—	8,1±0,2	—	11±1	7	305	14±5
5	401,2	100	100	100	100	100	402	100
6	475	—	—	—	<0,2	—	475	0,5±0,3
7	572,4	—	—	10^{-3}	0,9±0,3	0,3	570	0,3±0,2

* С учетом коэффициента конверсии.

$h\nu = 402$ keV. Это может быть связано с наличием в γ-спектре Se^{75} γ-линии $h\nu$~380 keV.

Однако определенного заключения о существовании этой линии сделать пока нельзя.

В таблице представлены энергия и относительные интенсивности полученных нами γ-линий; приведены также данные других авторов.

Авторы признательны Ю. В. Хольнову и В. П. Приходцевой за предоставление возможности исследовать γ-спектр Se^{75} на ритроне.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Schardt A., Welker J., Phys. Rev., 99, 810 (1955).
2. Van den Bold H., Van de Geijn J., Endt P., Physica, 24, 23 (1958).
3. Григорьев Е. П., Золотавин А. В., Клементьев В. Я., Синицын Р. В., см. настоящий номер журнала, стр. 159.
4. Langevin-Joliott H., Langevin M., J. phys. et rad., 19, 765 (1958).
5. Jensen E., Laslett L., Martin D., Jr., Hughes T., Pratt W., Phys. Rev., 90, 557 (1953).

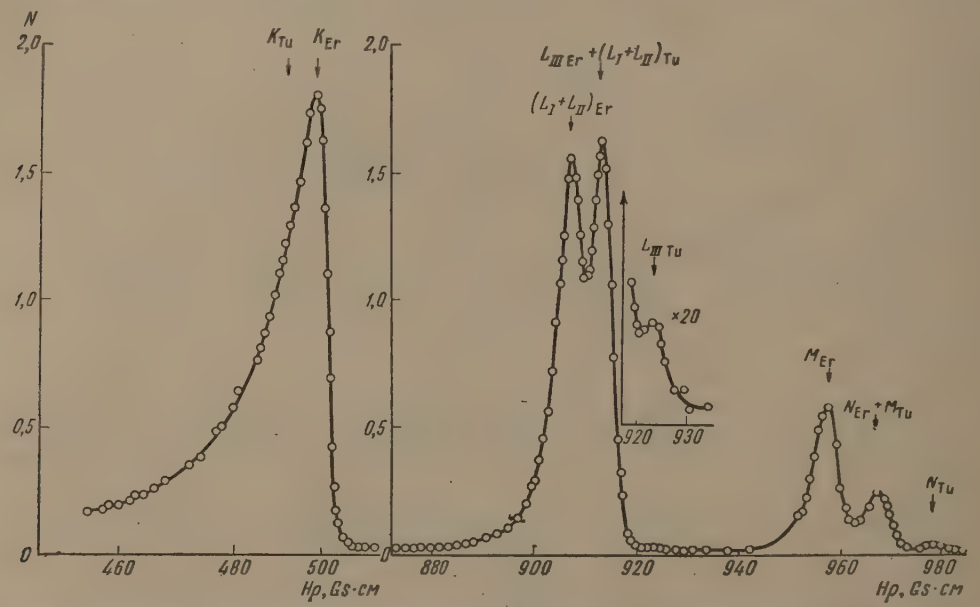
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Е. П. ГРИГОРЬЕВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и А. В. ЗОЛОТАВИН

РАСПАД $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166} \rightarrow Er^{166}$

При исследовании распадов в цепочке $Yb^{166} \xrightarrow[58\ час]{K} Tu^{166} \xrightarrow[7{,}7час]{K} Er^{166}$ выяснилось [1—3] следующее обстоятельство, мешающее расшифровке спектров. Энергия наиболее интенсивного перехода в Tu^{166} (возникающего при распаде материнского Yb^{166}) близка к 80 keV. Энергия наиболее интенсивного перехода в Er^{166}, возникающего при распаде дочернего Tu^{166}, также близка к 80 keV.



Конверсионные линии переходов с энергией 81,0 keV в Tu^{166} и 79,4 keV в Er^{166}. Радиоактивные изотопы Yb^{166} и Tu^{166} находятся в равновесии

Для того чтобы разобраться в этих переходах, мы изучали их конверсионные спектры на β-спектрометре с двойной фокусировкой и приборной полушириной линий 0,3% [4].

Были проведены как измерения спектра Yb^{166} в равновесии с дочерним Tu^{166} (рисунок), так и спектра Yb^{166} сразу после его выделения. В последнем случае количество Tu^{166} в смеси определялось по кривой нарастания. Разрешающая способность прибора позволила частично разделить $L_I + L_{II}$-, L_{III}-, M- и N-линии переходов в Tu^{166} и Er^{166}. Энергии соответствующих линий приведены в табл. 1.

В табл. 2 приведены относительные интенсивности конверсионных линий изотопов $Tu^{166} + Er^{166}$, находящихся в равновесии, и для сравнения показаны результаты, полученные в работе [3]. По результатам этих двух работ видно, что интенсивности линий сильно отличаются.

Наблюдение за нарастанием линий, соответствующих переходу в Er^{166}, через короткое время после выделения чистой иттербиевой фракции

позволило определить соотношение интенсивностей линий, принадлежащих отдельно Tu^{166} и Er^{166}. Эти результаты приведены в табл. 3.

Таблица 1

Энергии конверсионных линий переходов 81,0 keV в Tu^{166} и 79,4 keV в Er^{166}

Изотоп	Линия	H_ρ	E_e	$E_{связи}$	$h\nu$	$h\nu$ сред.
Tu^{166}	K	501	21,6	59,5	81,1	
	L_{II}	931	71,2	9,6	80,8	
	L_{III}	938	72,25	8,65	80,9	81,0±0,2
	M_I	983	78,9	2,3	81,2	
	N	993	80,4	0,5	80,9	
Er^{166}	K	505	21,9	57,5	79,4	
	L_{II}	923	70,1	9,3	79,5	
	L_{III}	931	71,2	8,4	79,6	79,4±0,2
	M_{III}	973	77,4	1,8	79,2	
	N	983	78,9	0,4	79,3	

Таблица 2

Относительные интенсивности конверсионных линий переходов 81,0 keV в Tu^{166} и 79,4 keV в Yb^{166} находящихся в равновесии

Линии	Наши данные		По работе [3]
K_{Tu+Er}	140		68
$(L_I+L_{II})_{Er}$	42		
$L_{III\,Er}+(L_I+L_{II})_{Tu}$	57	100	100
$L_{III\,Tu}$	0,41		
M_{Er}	19,8		
$N_{Er}+M_{Tu}$	8,2	29	22
N_{Tu}	1,0		

Таблица 3

Относительные интенсивности конверсионных линий от переходов 81,0 keV в Tu^{166} и 79,4 keV в Er^{166}, находящихся в равновесии

Линия	Переход в Tu^{166}	Переход в Er^{166}
K	630±200	310±100
L_I+L_{II}	100	280
L_{III}	1,1±0,2	290±70
M	14±2	130±20
N	5,4±0,8	46±12

Обсуждение результатов

На основании полученных экспериментальных данных можно сделать следующие выводы.

1. Мультипольность перехода с энергией 79,4 keV в четно-четном ядре Er^{166}

Экспериментальное отношение $K:(L_I+L_{II}):L_{III}=(110\pm30):100:(103\pm25)$ хорошо согласуется с теоретическим для $E2$ перехода, равным $K:(L_I+L_{II}):L_{III}=80:100:93$.

Так как четно-четные деформированные ядра в этой области имеют первый возбужденный уровень 2^+, то полученный результат говорит в пользу правильности наших экспериментальных данных.

2. Мультипольность перехода с энергией 81,0 keV в нечетно-нечетном ядре Tu^{166}

Сравнение экспериментального отношения $K:(L_I+L_{II}):L_{III}$ с теоретическим для Tu^{166} (табл. 4) однозначно указывает, что мультипольность перехода 81,0 keV — $M1$. Примесь $E2$ может быть очень незначительной, — в противном случае она заметно увеличила бы интенсивность L_{III}-линии.

Таблица 4

Коэффициенты конверсии для $Z = 69$, $E = 81$ keV

Мультипольность	K	L_I	L_{II}	L_{III}	$K : (L_I + L_{II}) : L_{III}$	
					теоретич.	экспер.
$E1$	0,49	0,048	0,0155	0,018	780 : 100 : 28	
$E2$	1,9	0,151	2,0	2,1	790 : 100 : 98	
$E3$	1,41	1,28	71	71	1,95 : 100 : 99	
$M1$	4,0	0,67	0,063	0,0091	550 : 100 : 1,2	(630±200) : 100 : (1,1±0,2)
$M2$	45	11	1,26	3,0	370 : 100 : 24	
$M3$	173	126	14,6	170	123 : 100 : 120	

Этот вывод подтверждается соотношением интенсивностей γ-линий 79,4 keV и 81,0 keV в Er^{166} и Tu^{166}, равном в равновесии 0,8 [1]. Принимая для Er^{166} $\alpha_K = 1{,}8$ для $E2$-перехода, получаем, что для Tu^{166} коэффициент конверсии равен:

$$\frac{K_{Tu}}{\gamma_{Tu}} = \left(\frac{K_{Tu}}{K_{Er}}\right) \cdot \left(\frac{\gamma_{Er}}{\gamma_{Tu}}\right) \cdot (\alpha_K)_{Er} = \frac{630}{310} \cdot 0{,}8 \cdot 1{,}8 = 3 \pm 1.$$

Теоретическое значение для $M1$ перехода 4,0.

3. Интенсивности переходов в Tu^{166} и Er^{166}

Из приведенных результатов можно определить отношение интенсивностей переходов в Tu^{166} и Er^{166}:

$$\frac{(\gamma + K + L + M + N)_{Tu}}{(\gamma + K + L + M + N)_{Er}} = 0{,}75 \pm 0{,}30.$$

Различие в интенсивностях переходов в Tu^{166} и Er^{166} можно объяснить существованием γ-лучей, идущих с высоких уровней Tu^{166} на основное состояние.

Схема переходов в цепочке $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166} \rightarrow Er^{166}$ предложена в [4].

Авторы признательны сотрудникам ОИЯИ и РИАН за предоставление радиоактивного источника и благодарят сотрудников ЛГУ О. В. Ларионова и М. К. Никитина за вторичное разделение иттербиевой и тулиевой фракций и Л. К. Пекера за обсуждение работы.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Барановский В., Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Материалы Совещания в ОИЯИ, г. Дубна, февраль 1958 г.
2. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Дмитриев Г. А., Морозов В. А., Преображенский Б. К., Материалы совещания в ОИЯИ, г. Дубна, февраль 1958 г.
3. Громов К. Я., Джелепов Б. С., Дмитриев Г. А., Морозов В. А., Преображенский Б. К., Тезисы 8-го Всесоюзного совещания по ядерной спектроскопии.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1958.
4. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крацик Б., Преображенский Б. К., Янчевская И. С., Докл. АН СССР, **117**, 53 (1957); Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крафт О. Е., Крацик Б., Пекер Л. К., Изв. АН СССР, Сер. физ., **22**, 101 (1958).
5. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных ядер.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Е. П. ГРИГОРЬЕВ, А. В. ЗОЛОТАВИН и Б. КРАЦИК

ИЗЛУЧЕНИЕ Tb^{160}

В настоящей работе исследовался β^--спектр и спектры внутренней и внешней конверсии γ-переходов, сопровождающих распад Tb^{160}. Со времени предварительной публикации экспериментальных данных об излучении Tb^{160} [1, 2] нами были проведены исследования β^--спектра с тонкими источниками и дополнительные исследования некоторых переходов между уровнями Dy^{160}. Результаты этих измерений позволяют дать более полную картину распада Tb^{160}.

1. β^--Спектр

В наших опытах использовался облученный в реакторе чистый препарат Tb_2O_3 (чистотой 99,99%). Измерения проводились при помощи спектрометра с фокусировкой на угол $\pi\sqrt{2}$ [3]. В области до 250 keV

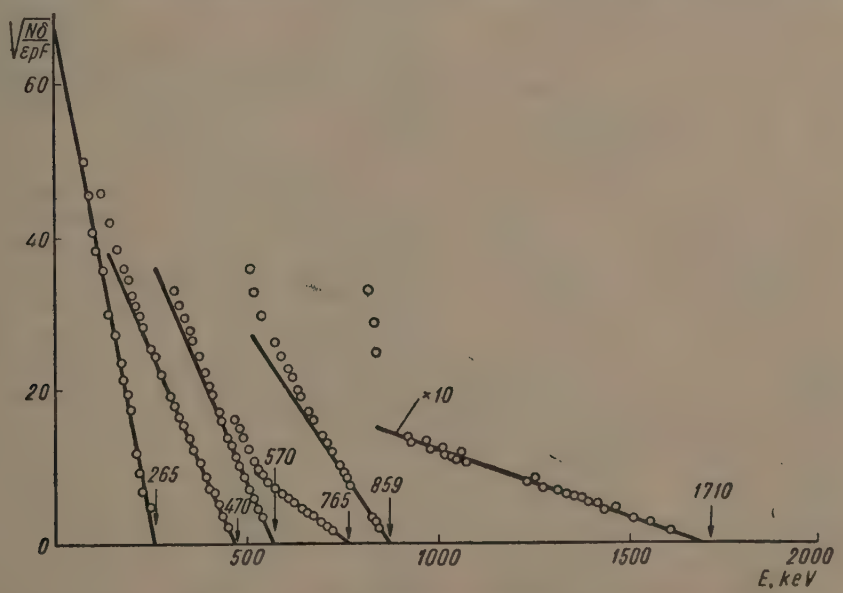


Рис. 1. Графики КРП для компонент β-спектра в предположении, что компоненты с граничными энергиями 1710 и 869 keV имеют форму уникального спектра. Масштаб компоненты с $E_{гр} = 1710$ keV увеличен в 10 раз

β^--спектр изучался с источником со средней поверхностной плотностью 0,03 мг $см^{-2}$ на алюминиевой подложке с поверхностной плотностью 0,27 мг $см^{-2}$, изготовленным электролитическим способом; область спектра 200÷600 keV изучалась с источником с поверхностной плотностью 0,3 мг $см^{-2}$; данные о спектре в области выше 600 keV были получены с источниками 1 мг $см^{-2}$ (до 900 keV) и 4—5 мг $см^{-2}$.

Состав β^--спектра Tb^{160} по
(Разложение спектра на компоненты
что все они имеют

№ п/п	Бурсон и др. [6] (1950)		Шавтвалов [7] (1953)		Кешишиан и др. [8] (1954)	
	E, keV	I, %	E, keV	I, %	E, keV	I, %
1					280±40	19
2	396±10	16			461±20	19
3	521±10	41	540	60	557±15	32
4	860±10	43	850	40	851±10	30
5			1360	Слабая		

После обработки полученные спектры совмещались между собой в области перекрытия 50—100 keV, там, где влияние толщины источника не искажало заметно спектр. Затем проводился анализ состава спектра методом Кюри — Ричардсона — Пакстона (КРП) в предположении, что все компоненты имеют форму разрешенного спектра. Результаты такого анализа приведены в табл. 1 вместе с данными других исследователей, полученными при таких же предположениях о форме компонент.

Таблица 2

Состав β-спектра Tb^{160} (в предположении, что компоненты с $E_{гр} = 1710$ и 859 keV имеют форму уникального спектра)

№	$E_{гр}$, keV	I, %	lg τf
1	265±30	12	7,5
2	470±20	19	8,1
3	570±10	38	8,1
4	765±15	11	9,1
5	859±10	20	9,0
6	1710±30	0,4	11,8

Очевидно, что наблюдаемые β^--переходы идут на возбужденные уровни в Dy^{160} с энергиями 1565, 1358, 1264, 966 и 86,5 keV (см. ниже схему распада, рис. 5). Не выявились компоненты, идущие на уровни Dy^{160} 1200 и 1049 keV, и на уровень 1156 keV, известный из распада Ho^{160} [2, 4].

Как уже указывалось в [2], согласно работе Пекера [5], следует предположить, что спин и четность основного состояния Tb^{160} 4^-, в таком случае β^--переходы с граничными энергиями 859 и 1710 keV должны относиться к уникальным спектрам, так как спины и четности уровней 86,5 и 966 keV 2^+ [2]. Поэтому нами было произведено разложение β^--спектра в предположении, что эти компоненты имеют уникальную форму.

Результаты такого разложения даются в табл. 2. На рис. 1 показаны графики КРП этого варианта.

Знание формы жесткой компоненты оказывается несущественным при определении состава β^--спектра ввиду малой ее интенсивности.

Допущение, что компонента с $E_{гр} = 859$ keV имеет уникальную форму, приводит к выявлению компоненты с $E_{гр} = 765$ keV, идущей на уровень 1049 keV. Эта компонента при данном варианте разложения выявляется достаточно отчетливо, но вследствие того, что компонента с $E_{гр} = 859$ keV определена теперь лишь в промежутке протяженностью 100 keV, в котором к тому же размещаются конверсионные линии K- и L-876, в определении относительных интенсивностей этих двух компонент может быть допущена значительная ошибка. Граничные энергии и относительные интенсивности других, более мягких компонент в пределах точности измерений совпадают в обоих упомянутых выше вариантах разложения. Одновременно в табл. 2 приведены подсчитанные lg τf для компонент.

Таблица 1

данным различных авторов
производилось в предположении,
фермиевскую форму)

Бертолини и др. [9] (1956)		Кларк и др. [10] (1957)		Натан [11] (1957)		Наши данные	
E, keV	*I*, %	*E*, keV	*I*, %	*E*, keV	*I*, %	*E*, keV	*I*, %
						250±30	12
367±12	13,9			455±20	22	460±20	18
564±6,5	51,5	560±15	59±7	575±10	42	565±10	39
861±1,8	34,8	860±15	39±7	870±10	36	858±10	31
1711±7	0,3	~1700	2	1765±30	0,4	1710±30	0,4

2. Спектр конверсионных электронов

Спектр конверсионных электронов изучался с теми же источниками что и β^--спектр. В дополнение к ранее полученным результатам [1] нами была получена *L*-линия перехода с 289 keV и уточнены энергии и относительные интенсивности других линий.

В [1] нами было определено отношение α_K/α_L конверсионных линий перехода 1273 keV, равное 1,7. Малая величина этого отношения приводит к предположению, что на линию *L*-1273 накладывается *K*-линия от более жесткого перехода. В спектре фотоэлектронов (см. раздел 3) нами

Таблица 3

Результаты изучения спектра конверсионных электронов Tb^{160}

№ п/п	Энергия электронов, keV	Интерпретация	hν, keV	Относительная интенсивность конверсионных линий	α_K/α_L
1	32,7±0,5	*K*	86,5±0,5	4400±800	0,50±0,15
2	78,6±1,1	*L*	86,4±1,1	8880±500	
3	85,3±1	*M* + *N*	86,6±1	2370±190	
4	144,1±1	*K*	197,9±1	222±10	—
5	160±2	*K*	214±2	37±4	
6	189,9±1	*L*	197,7±1	61±5	3,65±0,5
7	244,1±1	*K*	297,9±1	100±5	6,7±2,0
8	289,2±1,5	*L*	298,3±1,5	15±4	
9	825,2±1	*K*	879,0±1	30,5±0,5	6,2±0,7
10	869,6±1	*L*	878,7±1	4,9±0,5	
11	878±2	*M*	879±2	1,1±0,2	
12	907,0±1	*K*	960,8±1	8,6±2*	—
13	910,2±1	*K*	964,0±1	18,2±2*	5,1±0,7
14	963,1±2	*L* + *M*	961+964	5,3±0,4**	
15	1058±2	*K*	1112±2	0,7±0,2	—
16	1124±2	*K*	1178±2	3,2±0,3	—
17	1147±2	*K*	1201±2	0,56±0,07	
18	1170±2	*L*	1179±2	0,53±0,07	6,0±1,5
19	1219±2	*K*	1273±2	1,3±0,1	—
20	1260±2	*K*	1314±2	0,53±0,1***	
21	1264±3	*L*	1273±3	0,17±0,03***	7,7***

* Линии полностью не разделились. Их суммарная интенсивность равна 26,8±±0,5.

** Линия сложная, состоит из четырех компонент: *L*-961, *M*-961, *L*-964, *M*-964.

*** Линии не разделились. Их суммарная интенсивность 0,7±0,1. Относительная интенсивность линии *L*-1273 определена по теоретическому значению $\alpha_K/\alpha_L = 7,7$ для перехода типа *E*1.

была обнаружена линия с $h\nu = 1314$ keV. Как раз K-линия этого перехода налагается на L-линию перехода 1273 keV. Статистическая точность и разрешающая способность прибора при изучении этого участка спектра недостаточны для того, чтобы провести надежное разложение конверсионных линий K-1314 + L-1273 на составляющие только по экспериментальным данным. Поэтому интенсивность линии L-1273 была определена на основе теоретического значения $\alpha_K/\alpha_L = 7{,}7$ для данной энергии и излучения типа $E1$ (см. ниже, табл. 7). Интенсивность линии K-1314 была определена как разность интенсивностей экспериментальной линии K-1314 + L-1273 и интенсивности линии L-1273, оцененной как указано выше.

На рис. 2 показан участок конверсионного спектра с линиями K-1273, L-1273 и K-1314.

Таблица 4

Экспериментальные данные о линиях внутренней конверсии Tb^{160}

№ п/п	Фотографическая регистрация			β-спектрометр						
	Корк [12] (1950)	Бурсон и др. [13] (1954)	Кешишиан и др. [8] (1954)	Бертолини и др. [9] (1956)	Кларк, Кноулес [10] (1957)		Натан [11] (1957)		Наши данные	
	E	E	E	E	E	$I_{отн}$	E	I	E	I
1	—	—	64	—	—	—	—	—	—	—
2	86,5	86,3±0,3	86,2	87,3±0,1	86,7	67,2	87	16,4	86,5±0,5	13,0
3	93,0	93,4±0,5	93	—	—	—	—	—	—	—
4	—	—	156	—	—	—	—	—	—	—
5	176,2	—	—	—	—	—	—	—	—	—
6	—	—	181	—	—	—	—	—	—	—
7	196,5	196,1±0,5	196	199,4±1,0	197	2,44	196	0,90	197,8±1	0,66
8	214,8	214,8±0,6	214	—	216	0,46	216	0,14	214±2	0,11
9	—	—	234	—	—	—	—	—	—	—
10	—	—	274	—	—	—	—	—	—	—
11	281,9	—	282	—	—	—	—	—	—	—
12	297,9	297,6±0,8	297	300,2±0,8	293	1,15	298	0,42	298±1,2	0,29
13	375	—	—	—	—	—	—	—	—	—
14	—	391,3±2,0	391	393	—	—	395	<0,02	—	—
15	410,3	—	411	—	—	—	—	—	—	—
16	—	—	466	—	—	—	—	—	—	—
17	—	—	569	—	—	—	—	—	—	—
18	—	—	679	—	—	—	—	—	—	—
19	—	759±3	762	—	—	—	—	—	—	—
20	—	—	856	—	—	—	—	—	—	—
21	875,5	873±4	876	891,8±2,2	880	0,31	876	0,11	879±1	0,09
22	—	—	915	—	—	—	—	—	—	—
23	—	—	—	—	—	—	960+	0,10	961±1	0,025
24	961,8	960±4	962	971,2±0,2	966	0,30	+964		964±1	0,054
25	—	—	976	—	—	—	—	—	—	—
26	—	—	1034	1040	—	—	—	—	—	—
27	—	—	1110	—	—	—	—	—	1112±2	0,002
28	—	1174±8	1173	1184,5±2,6	1179	$3{,}4\cdot10^{-2}$	1180	0,012	1178±2	0,0094
29	—	—	1196	—	—	—	—	—	1201±2	0,0016
30	—	—	1250	—	—	—	—	—	—	—
31	—	1265±8	1266	1280,8±2	1273	$1{,}7\cdot10^{-2}$	1270	0,004	1273±2	0,0038
32	—	—	—	—	—	—	—	—	1314±2	0,0016
33	—	—	1447	—	—	—	—	—	—	—

Примечание. E — энергия переходов (keV), установленная в основном по конверсии на K-оболочке; I — интенсивности K-конверсионных линий (число электронов конверсии на 100 распадов), $I_{отн}$ — относительные интенсивности конверсионных линий; нумерация линий указана по возрастающей энергии наблюдаемых переходов.

Введя поправки, связанные с определением интенсивности конверсионных линий перехода 86,5 keV, и проведя дополнительные измерения, мы уточнили их интенсивности. В табл. 3 приводятся полученные нами

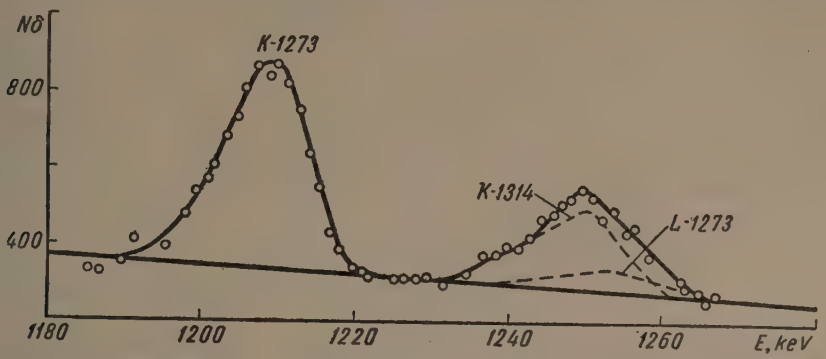


Рис. 2. Линии K-1273, K-1314 и L-1273 конверсионного спектра Tb^{160}

данные о спектре электронов внутренней конверсии Tb^{160}, а в табл. 4 собраны данные других авторов. Интенсивность всех наблюдаемых нами конверсионных линий спадала во времени в соответствии с периодом полураспада Tb^{160}.

3. Спектр γ-лучей

Относительные интенсивности γ-лучей изучались нами с источником фотоэлектронов, имеющим цилиндрическую симметрию. В канал медной ампулки ⌀ 0,3 мм и высотой 36 мм набивался порошок окиси радиоактив-

Таблица 5

Усредненные результаты измерений спектра фотоэлектронов Tb^{160} с мишенями из Ag, Au, Bi и Th

№ п/п	$h\nu$, keV	Интерпретация	Относительные интенсивности γ-переходов	K/L фотолиний (мишень Au)
1	86,2±0,3	K	*	
2	86,8±0,3	$L_I + L_{II}$	*	$\frac{L_I + L_{II}}{L_{III}} = 2{,}6 \pm 0{,}5$**
3	86,6±0,3	L_{III}	*	
4	196,8±1	K	17±4	
5	215,4±1	K	15±3	
6	297,8±1	K	100±20	5,6±1,0
7	295±3	L		
8	878±1	K	125±20	5,7±1,0
9	878±3	L		
10	967±1	K	162±30***	5,9±1,0
11	966±2	L		
12	985±7	K	2,5±2,5	
13	1070±7	K	4±4	
14	1112±2	K	8,5±2	
15	1179±2	K	71±15	5,1±1,1
16	1179±3	$L + M$		
17	1201±2	K	10±2	
18	1273±2	K	39±8	—
19	1273±3	L		
20	1314±2	K	12±3	

* По причине большого поглощения γ-лучей в самом источнике и стенках медной ампулки относительные интенсивности этого перехода не приводятся.

** Мишень Bi с поверхностной плотностью 0,65 мг см$^{-2}$.

*** Линия двойная, это обнаружено по ее ширине (см. [1]); интенсивность компонент дублета относится: $I_{\gamma\text{-}966} : I_{\gamma\text{-}961} = 1 : 1\,^{+1,0}_{-0,5}$.

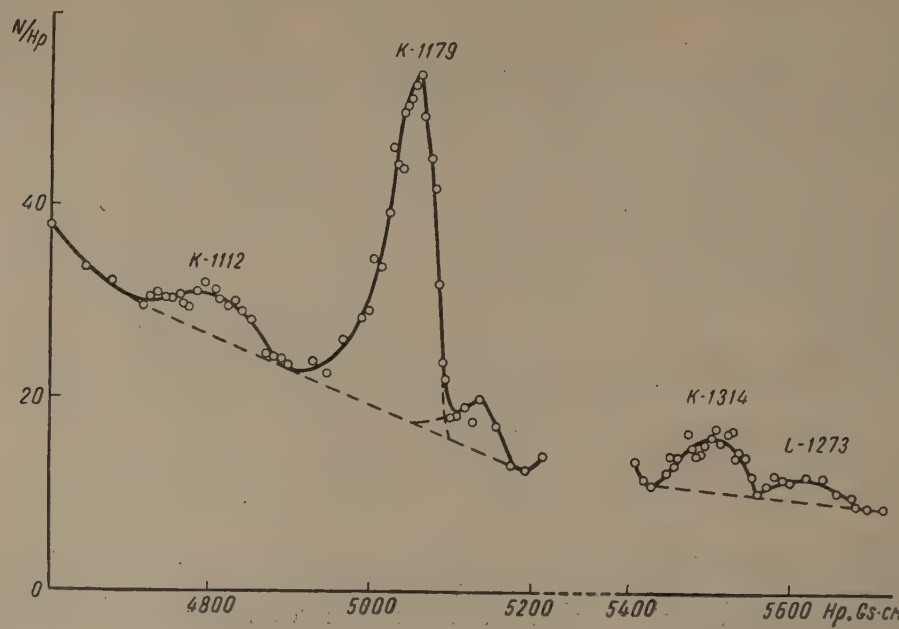


Рис. 3 Фотолинии K-1112, K-1179, K-1314 и L-1273, снятые с мишенью из Au с поверхностной плотностью 25 мг см$^{-2}$. Участок спектра в интервале энергии 1120÷1200 keV с данной мишенью не изучался

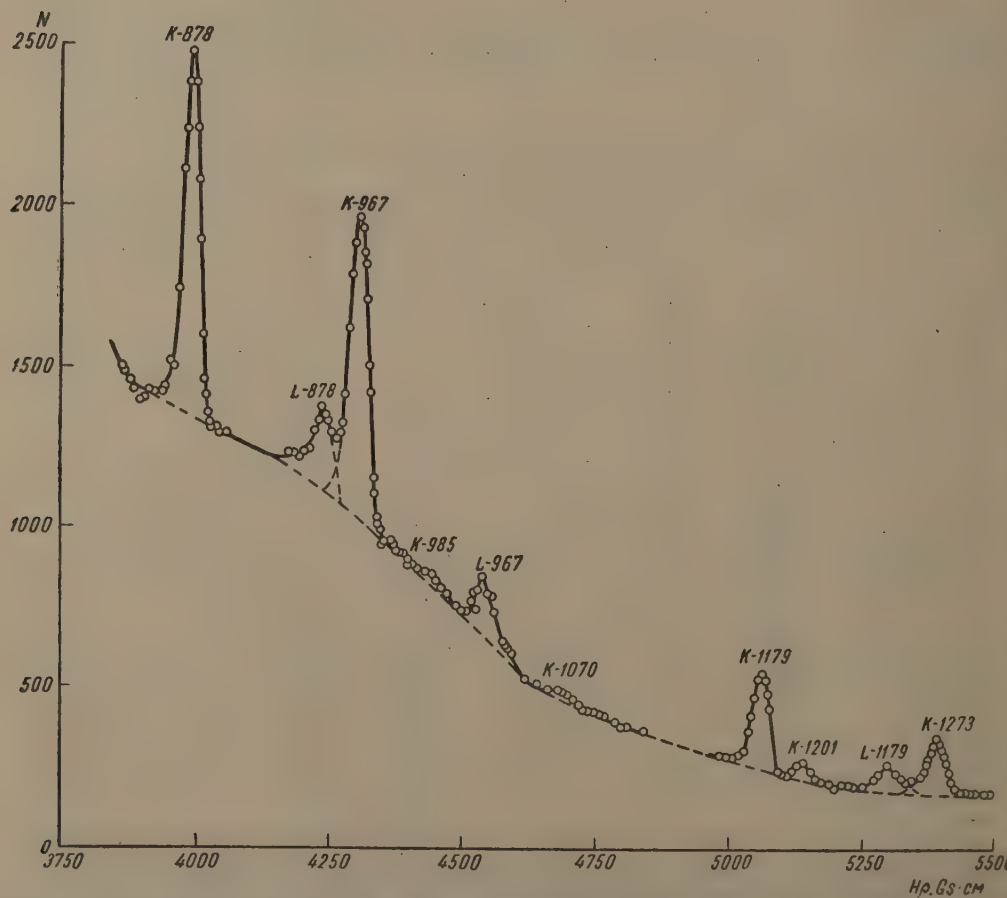


Рис. 4. Спектр фотоэлектронов, измеренный с мишенью из Au с поверхностной плотностью 7,7 мг см$^{-2}$

Таблица 6

Состав γ-спектра Tb^{160} по данным разных авторов

($h\nu$ даны в keV, I_γ пересчитаны к одинаковым единицам (за $I_\gamma = 100$ взята интенсивность перехода 878 keV))

Фотографическая регистрация		Фотоэлектроны		Сцинтилляционный γ-спектрометр								Фотоэлектроны	
Корк и др. [12] (1950)	Кешишиан и др. [8] (1954)	Бертолини и др. [9] (1954)		Бурсон и др. [13] (1954)	Яффе [17] (1955)		Кларк, Кноулес [10] (1957)		Натан [11] (1957)		Офер [15] (1958)		Наши данные	
$h\nu$	$h\nu$	$h\nu$	I_γ	$h\nu$	$h\nu$	I_γ	$h\nu$	I_γ	$h\nu$	I_γ	$h\nu$	I_γ	$h\nu$	I_γ
	64													
86,3	86,2	88,8	—	86	87	35	86	45	87	31	88	36	86,4	—
92,1	93													
	156													
	181													
196,4	196	199,4	8,0	} 206	195	15	{ 197	14	} 205	25	200	(11) } 21	196,8	14
215,2	214	218,7	7,6				216	11			220	(10)	215,4	12
	234													
	274													
	282													
297,5	297	301,6	42	298	290	41	299	88	300	91	300	42	297,8	80
390,9	391	398	—	} 410					395	7,6	400	(2)		
	411													
	466													
	569													
	679										682	(2)		
	762										762	3		
	856													
876,3	876	879	100	873	890	100	880	100	875	100	882	100	878	100
	915													
961,6	962	956,3	364	960	960	100	966	117	960+	106	962	5	962+	130
	—								+964	(36+70)	970	90	+966	
	976												985	2,0
	1034												1070	3,0
	1110										1082	5	1112	6,8
	1173	1179,4	5,1	1180	1180	74	1179	51	1180	48	1182	48	1179	57
	1196												1201	8
	1250													
	1266	1265	3,0		1270	32	1273	28	1270	23	1282	22	1273	31
	—												1314	9,6
	1447												—	

ного тербия Tb_2O_3 большой удельной активности. Толщина стенки ампулки составляла 0,45 мм. В качестве мишеней, из которых выбивались фотоэлектроны, служили фольги из Ag, Au, Bi и Th. В дополнение к данным, содержащимся в [1], нами были измерены фотолинии и определены относительные интенсивности γ-переходов 215 и 1112 keV (на мишени из Au с поверхностной плотностью 3,6 мг $см^{-2}$) и впервые обнаруженного перехода 1314 keV (на мишени из Au с поверхностной плотностью 25 мг $см^{-2}$). При тщательном изучении спектра в области 900÷1000 keV с мишенью из Au ($\rho = 7{,}7$ мг $см^{-2}$) (рис. 3) были обнаружены очень слабые линии, которые могут отвечать фотоэлектронам от γ-лучей с энергией 985 и 1070 keV. Эти участки спектра показаны на рис. 3 и 4. Эти линии, однако, настолько слабы, что можно указать лишь верхнюю границу их интенсивности (табл. 5). По этой же причине их энергия оценена с погрешностью 7 keV.

Кешишиан наблюдал переход 976 keV (табл. 6) и поместил его в схеме распада между уровнями 1259 и 282 keV. Вероятно, эта линия идентична линии с энергией ~985 keV, проявляющейся в наших измерениях. Раз-

личие в приводимых энергиях можно объяснить тем, что энергетическая шкала Кешишиана сдвинута в этой области по отношению к нашей на 4—6 keV в мягкую область и большой погрешностью в определении энергии этой линии в наших измерениях. Существование линии с энергией ~1070 keV подтверждается в работах Натана [11] и Офера [15]

Таблица 7

Сравнение экспериментальных (настоящая работа) и теоретических [14, 19] коэффициентов конверсии

(Число в скобках у α_K указывает, что α_K надо умножить на 10 в степени этого числа)

Энергия перехода, keV	α_K(эксп.)	α_K (теор.)			α_K/α_L (эксп.)	α_K/α_L (теор.)			Вывод о типе перехода
		*E*1	*E*2	*M*1		*E*1	*E*2	*M*1	
86,3	—	3,8 (—1)	1,55 (0)	3,1 (0)	0,50±0,15	6,2	0,62	6,8	*E*2
197,3*	—		1,7 (—1)		3,6±0,5	6,8	2,5	6,6	*E*2
215,4	3,2±1 (—2)	3,4 (—2)	1,2 (—1)	2,4 (—1)	—	—	—	—	*E*1
297,3	1,3±0,3(—2)	1,5 (—2)	4,9 (—2)	1,0 (—1)	6,7±2,0	7,0	3,7	6,8	*E*1
878	3,2±0,5(—3)	1,4 (—3)	3,4 (—3)	6,2 (—3)	6,2±0,7	7,3	6,2	6,9	*E*2
961+964	2,2±0,5(—3)	1,1 (—3)	2,8 (—3)	5,0 (—3)	5,1±0,7	7,3	6,2	6,9	(*E*2)
1112	1,1±0,4(—3)	9,0 (—4)	2,1 (—3)	3,6 (—3)	—	—	—	—	*E*1
1179	5,9±1,8(—4)	8,1 (—4)	1,9 (—3)	3,1 (—3)	6,0±1,5	7,3	6,4	6,9	*E*1
1201	7,3±2,4(—4)	7,8 (—4)	1,8 (—3)	3,0 (—3)	—	—	—	—	*E*1
1273	4,2±1,2(—4)	6,9 (—4)	1,6 (—3)	2,6 (—3)	—	—	—	—	*E*1
1314	5,6±2(—4)	6,5 (—4)	1,5 (—3)	2,4 (—3)	—	—	—	—	*E*1

* Для этого перехода α_K принят равным α_K для *E*2.

по γ — γ-совпадениям. Она хорошо укладывается в схему распада. Переход с энергией 1314 keV не наблюдался ни в одной из работ, по Tb^{160} [6—13, 15—17], и он не укладывается в имеющуюся схему распада. Поэтому возникает вопрос, не принадлежит ли этот переход каким-нибудь примесям в источнике. Это предположение при внимательном рассмотрении оказывается маловероятным. Используемый нами препарат Tb_2O_3 является весьма чистым и никаких других линий, принадлежащих какой-либо примеси, не наблюдалось. Мы определяли период полураспада для этой линии путем сравнения уменьшения ее интенсивности со скоростью убывания интенсивности близко расположенной линии *K*-1179. Эти опыты привели нас к заключению, что ее период полураспада заключается в пределах 65÷110 дней.

В области редких земель нет изотопов, период полураспада которых заключался бы в интервале 65÷110 дней и в спектре которых наблюдалась бы линия указанной энергии [18]. Таким образом, можно считать установленным, что линия 1314 keV принадлежит Tb^{160}. Полученные нами данные о γ-спектре Tb^{160} приведены в табл. 5. Здесь же даны отношения K/L для фотолиний ряда переходов и $(L_I + L_{II})/L_{III}$ для перехода 86,5 keV на висмутовой мишени. Эти отношения могут представлять интерес при сравнении с расчетами. В табл. 6 собраны результаты исследований γ-спектра Tb^{160} другими авторами. В работах [9—11, 15, 17] даны оценки интенсивностей наиболее сильных γ-переходов. Если исключить из рассмотрения работу Бертолини и др. [9], то оценки относительных интенсивностей γ-переходов, за некоторыми исключениями, находятся в хорошем согласии между собой, и наши данные близки к средним значениям по этим работам.

4. Определение мультипольностей переходов

На основе измеренных значений чисел конверсионных электронов на акт распада и относительных интенсивностей γ-переходов, полагая, что

переход 197 keV является электрическим квадрупольным (переход между уровнями ротационной полосы $4^+ \to 2^+$ [2]), мы определили коэффициенты конверсии α_K всех наблюденных нами переходов. Для некоторых переходов мы смогли определить отношение α_K/α_L.

Теоретические значения α_K и α_L брались из таблиц Слива и Банд [14, 19]. Экспериментальные и теоретические значения α_K и α_K/α_L даются в табл 7.

Таблица 8

Коэффициенты конверсии по данным разных авторов

E, keV	Бурсон и др. [13]	Бертолини и др. [9]	Кларк, Кноулис [10]		Натан [11]	
	α_K/α_L	α_K	α_K	α_K/α_L	α_K	α_K/α_L
86	0,9±0,3		1,50±3	0,68±0,07	1,6 (0)	0,53
196	~3		0,18±0,04	2,3±0,08		2,4
215	>2		0,041±0,01	7,2±1,8		>6
298	>5		0,013±0,003	>4	1,4 (−2)	7,8
878	~5	2,3 (−3)	3,0±0,6 (−3)	>4	3,4 (−3)	~7
964	~5	4,07 (−3)	2,5±0,5 (−3)	>5	2,9 (−3)	~8
1179		0,9 (−3)	6,6±1,3 (−4)	>4,5	7,5 (−4)	
1273		0,7 (−3)	6,1±1,2 (−4)		5,2 (−4)	

Сравнение полученных экспериментальных значений α_K и α_K/α_L с теоретическими позволило однозначно определить мультипольности переходов, указанные в последнем столбце табл. 7. Они находятся в хорошем согласии с результатами, полученными другими авторами, что видно из табл. 8.

5. Схема распада

В процессе изучения состава излучения Tb^{160} уточнялась его схема распада [2]. На рис. 5 приводится схема распада Tb^{160} с учетом новых данных о ней по работам [15] и настоящей. В ней указаны переходы, наблюдавшиеся в двух и более работах.

В схеме ярко выражена ротационная полоса, построенная на основном состоянии Dy^{160}, и наблюдаются два уровня (966 keV, $I = 2^+$, $K = 2$ и 1049 keV, $I = 3^+, K = 2$) следующей ротационной полосы. Третий уровень этой полосы (1156 keV, $I = 4^+$), известный из распада Ho^{160} [2, 4], при распаде Tb^{160} если и возбуждается, то очень слабо. Не наблюдается ни β-переход на этот уровень, ни γ-переход с него с энергией 873 keV, интенсивный в Ho^{160} [4].

Уровень 1200 keV был введен Кешишианом [8] на основе пяти слабых переходов. У нас он обусловлен переходами с него 1112 и 1201 keV, разность между которыми совпадает с энергией первого уровня Dy^{160}. Так как оба перехода типа $E1$ (см. табл. 7), то уровень 1200 keV должен иметь спин и четность 1^-. Возбуждаться этот уровень может благодаря переходам на него с энергиями 64 и 156 keV с верхних уровней, наблюдавшимся только в работе [8].

Для уровня с $I = 1^-$ K может иметь одно из двух значений: 0 или 1. В первом случае данный уровень можно интерпретировать как октупольный вибрационный, во втором случае — как одночастичный. Применение правил Алаги свидетельствует в пользу первой интерпретации. Для приведенных вероятностей этих переходов мы получаем значения:

$$B(E1;\ 1200 \to 0):\ B(E1;\ 1200 \to 86{,}5) = 0{,}5 \text{ для } K = 0$$
$$= 2{,}0 \text{ для } K = 1.$$

Экспериментальное значение:

По линиям конверсии	$0{,}72\pm0{,}3$
и по фотолиниям	$0{,}92\pm0{,}4$.

Из сравнения этих чисел вытекает, что уровень 1200 keV, по-видимому, октупольный вибрационный. Аналогичные уровни наблюдаются и в некоторых соседних ядрах [20].

Уровень с энергией 1264 keV образуется вследствие β-распада Tb^{160} с $E_{гр} = 570$ keV; с него наблюдаются интенсивные переходы на уровни 1049 ($I = 3^+$), 966 ($I = 2^+$) и 86 keV ($I = 2^+$) с энергиями 215, 297 и 1273 keV. Все эти переходы являются электрическими дипольными. Отсюда следует, что спин и четность этого уровня могут быть 2^- или 3^-.

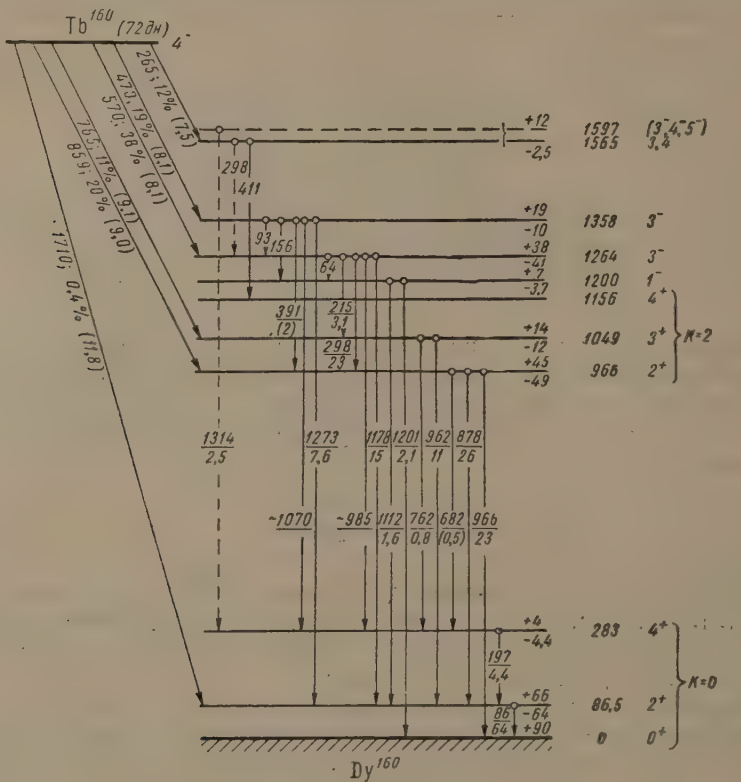


Рис. 5. Схема распада Tb^{160} по работам [7—13, 15] и настоящей. Уровень 1156 keV введен на основании данных по распаду Ho^{160} [2, 4]. В схему введены γ-переходы, наблюдавшиеся в двух и более работах.

Натан [11] предположил, что спин этого уровня равен 2. Офер [15] получил подтверждение для такого заключения на основе опытов по угловой корреляции γ-переходов 1178 и 86 keV. При этом, однако, он вынужден был предположить, что переход 1178 keV является смесью излучений $E1 + M2$ с отношением $M2/E1 = 2{,}2+1{,}5$. Это заключение находится в резком противоречии с нашими данными и результатами других авторов о величине коэффициента конверсии этого перехода, которые указывают на отсутствие примеси $M2$. Заключение о том, что спин уровня 1264 keV равен 2^-, резко противоречит и данным по β^--распаду. Если характеристика этого уровня была бы 2^-, то β^--переход на него был бы второго порядка запрещения ($\Delta I = 2$, нет) и его $\lg \tau f$ заключался бы в пределах 9÷12. На самом деле, это наиболее сильный переход (см. табл. 2). Уровню 1264 keV следует приписать характеристики 3^-. Этим значениям ближе соответствует полученная величина $\lg \tau f$ β-перехода на этот уровень,

равная 8,1. Данные об угловой корреляции Офера [15] между каскадом 1178—86 keV могут искажаться каскадом 1112—86 keV. Возможность присутствия этого каскада вытекает из работы [8] и подтверждается в работе [1].

В пользу предположения, что спин уровня 1264 keV имеет значение 3^-, говорит и наличие перехода с энергией, близкой к 985 keV, который можно расположить между уровнями 1264 и 282 keV только в случае, если характеристики уровня 1264 keV — 3^-.

Аналогичные рассуждения имеют место для уровня 1358 keV, с которого наблюдаются переходы типа $E1$ с энергией 1273 keV на уровень 86 keV (2^+). Спин и четность этого уровня, по-видимому, тоже 3^-.

Уровень 1565 keV заселяется вследствие β^--распада Tb^{160} с $E_{гр} =$ $= 265$ keV и $\lg \tau f = 7{,}5$. Поэтому спин и четность его могут быть 3^-, 4^-, 5^-. Он приводится Кешишианом [8] и известен из распада Ho^{160} [2, 4].

Можно предположить, что уровень 1358 keV разряжается переходом 411 keV, наблюдавшимся в работах [13 и 8]. Не исключено, что с него идет также доля перехода 298 keV. В связи с этим следует отметить, что при исследовании Ho^{160} в работе [2] с лучшим разрешением обнаружено, что конверсионная линия K-298 представляет собой дублет с разностью энергий $\leqslant 1$ keV.

Приписание основному состоянию Tb^{160} спина и четности 4^- наилучшим образом согласуется с данными по β-распаду.

Переход на основное состояние должен быть сильно запрещен ($\Delta I =$ $= 4$, да) и не должен наблюдаться.

Переход на уровень 86 keV (2^+) является уникальным, но имеет место сильный K-запрет ($\Delta\nu = \Delta K - L = 2$), что повышает $\lg \tau f$ до 11—13. Переход на уровень 283 keV будет сильно запрещен по K ($\Delta\nu = 3$) и не будет наблюдаться. Переход на уровень 966 keV относится к уникальному и должен иметь $\lg \tau f$ в пределах 7÷9, так как K-запрет здесь не действует. Переход на уровень 1049 keV относится к первому порядку запрета ($\Delta I = 1$, да) и будет однократно запрещен по K ($\Delta\nu = 1$), следовательно, его $\lg \tau f$ должен заключаться в пределах 8÷10. Переход на уровень 1156 keV должен быть однократно запрещен по обычным правилам отбора ($\Delta I = 0$, да) и, кроме того, двукратно запрещен по K, так что не должен наблюдаться. Переход на уровень 1200 keV также не должен наблюдаться, потому что он будет второго порядка запрещения ($\Delta I = 3$, нет). Переходы на уровень 1264, 1358 и 1565 keV должны быть разрешены. Правда, надо еще объяснить несколько большие, чем для разрешенных переходов, значения $\lg \tau f$.

Другая возможность приписания Tb^{160} спина и четности 1^- приводит к совершенно неразрешимым противоречиям и должна быть отвергнута.

Размещение установленного нами перехода 1314 keV в схеме распада возможно, если ввести один из трех следующих возбужденных уровней, переход с которого ведет: 1) на основное состояние Dy^{160}, 2) на первый возбужденный уровень, 3) на второй возбужденный уровень.

Более высоко ($966 + 1314 = 2280$) этот переход располагаться не может, так как полная энергия распада $Tb^{160} \rightarrow Dy^{160}$ составляет $\sim$1830 keV. Принимая во внимание, что переход 1314 keV — типа $E1$, в соответствии с этими возможностями в Dy^{160} может осуществляться еще один из трех следующих уровней: 1) 1314 keV (1^-). 2) 1400 keV (2^-, 3^-, 4^-) и 3) 1597 keV (3^-, 4^-, 5^-). На основе имеющихся данных нельзя пока сделать выбор между этими тремя возможностями, можно указать лишь способ проверки.

В первом случае должен существовать переход типа $E1$ с энергией 1228 keV на уровень 86,5 keV. Его K-конверсионная линия должна накладываться на линию $L = 1179$. Данные по конверсии не противоречат такому предположению, так как α_K/α_L для перехода 1179 несколько меньше, чем теоретическое значение.

Во втором случае может наблюдаться переход типа $E1$ на уровень 966 keV с энергией 432 keV. Он никем замечен не был.

В третьем случае может наблюдаться переход типа $E1$ с энергией 441 keV на уровень 1156 keV.

На рис. 5 принята последняя возможность, так как она в некоторой степени объясняет разрядку верхних уровней, на которые происходит β-распад с энергией 260 keV.

6. Баланс интенсивностей

Для подсчета интенсивностей переходов на акт распада мы использовали усредненные относительные интенсивности γ-переходов по работам [10, 11, 15, 17] и настоящей. Полученные числа приведены в графе 2 табл. 9.

Таблица 9

Средние интенсивности переходов

$h\nu$, keV	$\bar{I}_{\gamma_{отн}}$	$\bar{I}_{\gamma_{абс}}$,%	$\bar{I}_{сумм}$,%	$h\nu$, keV	$\bar{I}_{\gamma_{отн}}$	$\bar{I}_{\gamma_{абс}}$,%	$\bar{I}_{сумм}$,%
86,5	30	8	64	962	(43) } 130***	(11) } 34	(11) } 34
197	13,6	3,6	4,4	964	(87) }	(23) }	(23) }
215	11*	3	3,1	1112	6	1,6	1,6
298	86**	22,6	23	1179	56	15	15
391	7,6	2	2	1201	8	2,1	2,1
682	(2)	(0,5)	(0,5)	1273	29	7,6	7,6
762	3	0,8	0,8	1314	9,6	2,5	2,5
878	100	26	26				

* В [11] взято для перехода 197 keV $\bar{I}_{\gamma_{отн}}=14$ и для перехода 215 keV $\bar{I}_{\gamma_{отн}}=11$.

** Взято среднее по работам [10, 11] и настоящей.

*** Взято по нашим данным, разделение компонент сделано в соответствии с [11], что не противоречит нашим данным.

Примечание. $\bar{I}_{\gamma_{отн}}$ — средние относительные интенсивности по работам [10, 11, 15, 17] и настоящей; $\bar{I}_{\gamma_{абс}}$ — абсолютные интенсивности γ-переходов; $\bar{I}_{сумм}$ — интенсивности переходов.

Относительная интенсивность перехода (961 + 964 keV) взята по нашим данным из тех соображений, что измерение относительных интенсивностей двух близких и интенсивных переходов (879 и 961+964 keV) с лучшим разрешением более надежно.

Коэффициент, переводящий относительные интенсивности в интенсивности, выраженные в квантах на распад, был нами получен из соотношений между интенсивностями:

1) $\bar{I}_{\gamma\text{-}878}+\bar{I}_{\gamma\text{-}966}=\bar{I}_{\beta\text{-}859}+\bar{I}_{\gamma\text{-}298}$;

2) $\bar{I}_{\gamma\text{-}962}=\bar{I}_{\beta\text{-}765}+\bar{I}_{\gamma\text{-}215}$.

Сумма этих уравнений дает соотношение:

3) $\bar{I}_{\gamma\text{-}878}+\bar{I}_{\gamma\text{-}962}+\bar{I}_{\gamma\text{-}966}-\bar{I}_{\gamma\text{-}298}-\bar{I}_{\gamma\text{-}215}=\bar{I}_{\beta\text{-}4}+\bar{I}_{\beta\text{-}5}$.

Интенсивности четвертой и пятой компонент β-спектра $\bar{I}_{\beta\text{-}4}$ и $\bar{I}_{\beta\text{-}5}$ были получены усреднением данных, содержащихся в табл. 1 и 2. Численное значение переводного коэффициента равно 0,263. В графе 3 табл. 9 приведены интенсивности γ-переходов в процентах. В графе 4 даются полные интенсивности переходов на акт распада.

Получающийся баланс интенсивностей указан на схеме распада (рис. 5) справа у каждого уровня. Видно, что в пределах погрешности измерений

(см. табл. 5) баланс соблюдается. Для уровней 1565 и 1597 указывается совместный баланс, поскольку β-переходы, вероятно, идут на оба уровня.

Конечно, естественнее было бы для определения интенсивности воспользоваться соотношением интенсивностей для переходов на основное состояние:

$$\bar{I}_{\gamma\text{-}86} + \bar{I}_{\gamma\text{-}966} + \bar{I}_{\gamma\text{-}1201} = 100.$$

Однако в этом случае будет внесена погрешность, связанная с определением интенсивности линий внутренней конверсии перехода 86 keV и вызываемая заметной толщиной источника.

К заключению, что вносимая погрешность при этом существенна, приводят результаты проведенного подсчета. В этом случае получается, что баланс некоторых уровней никак нельзя согласовать со схемой распада.

Надо отметить, что пока отсутствуют количественные данные о путях возбуждения уровней 1200 keV и разрядки верхних уровней.

В схеме указан один способ возбуждения уровня 1156 keV переходом 411 keV с уровня 1565 keV.

Возможным путем разрядки этого уровня был бы переход 873 keV на уровень 283 keV. По нашим данным [1], его интенсивность может составлять меньше $^1/_{14}$ от интенсивности близкого по энергии перехода 879keV.

В схеме не отражены многие слабые переходы, наблюдавшиеся только Кешишианом [8], хотя часть из них может быть размещена в схеме, но для ряда переходов нет места. Эти интересные для уточнения схемы данные нуждаются в проверке, так как в ней можно ожидать присутствия малозаселенных возбужденных уровней.

В заключение авторы приносят благодарность за помощь при изготовлении источников Н. Д. Новосильцевой и В. Звольской. Авторы признательны Б. С. Джелепову за ценные замечания при обсуждении статьи.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Авотина М. П., Григорьев Е. П., Золотавин А. В., Крацик Б., Докл. АН СССР, **119**, 1127 (1958).
2. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крафт О. Е., Крацик Б., Пекер Л. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., **22**, 101 (1958).
3. Золотавин А. В., Изв. АН СССР, Сер. физ., **18**, 127 (1954).
4. Григорьев Е. П., Джелепов Б. С., Золотавин А. В., Крацик Б., Преображенский Б. К., Янчевская И. С., Докл. АН СССР, **117**, 53 (1957).
5. Пекер Л. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., **21**, 1029. (1957).
6. Burson S. B., Blair K. W., Saxon D., Phys. Rev., **77**, 403 (1950).
7. Шавтвалов Л. Я., Изв. АН СССР. Сер. физ., **17**, 503 (1953).
8. Keshishian V., Kruse H. W., Klotz R. J. Fowler C. M., Phys. Rev., **96**, 1050 (1954).
9. Bertolini G., Bettoni M., Lazarini E., Nuovo Cimento, **3**, 754, 1162 (1956).
10. Clark M. A., Knowles J. W., Bull. Amer. Phys. Soc., **2**, 231 (1957).
11. Nathan O., Nucl. Phys., **4**, 125 (1957).
12. Cork J. M., Branyan C. E., Rutledge W. C., Stoddard A. E., Le Blanc J. M., Phys. Rev., **78**, 304 (1950).
13. Burson S. B., Jordan W. C., Le Blanc J. M., Phys. Rev., **94**, 103 (1954).
14. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения. Часть II, *L*-оболочка.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1958.
15. Ofer S., Nucl. Phys., **5**, 331 (1958).
16. Степаненко И. П., Шавтвалов Л. Я., Изв. АН СССР. Сер. физ., **19**, 318 (1955).
17. Jaffe H., Nucl. Sci. Abstr., 9, *12B*, 276 (1955).
18. Сиборг Г., Перлман И., Холлендер Д., Таблицы изотопов.— ИЛ, М., 1956.
19. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения, ч. I, *K*-оболочка.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
20. Пекер Л. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., **22**, 216 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Н. А. АНТОНЬЕВА, А. А. БАШИЛОВ, Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, В. В. ИЛЬИН и Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ

КОНВЕРСИОННЫЕ ЭЛЕКТРОНЫ Eu^{149}

При изучении электронных спектров европиевой и гадолиниевой фракций, извлекаемых из продуктов расщепления тантала, облученного протонами с энергией 660 MeV, мы заметили, что среди конверсионных линий обеих фракций имеется несколько линий с одинаковыми энергиями. Интенсивность этих линий изменялась с временем медленно.

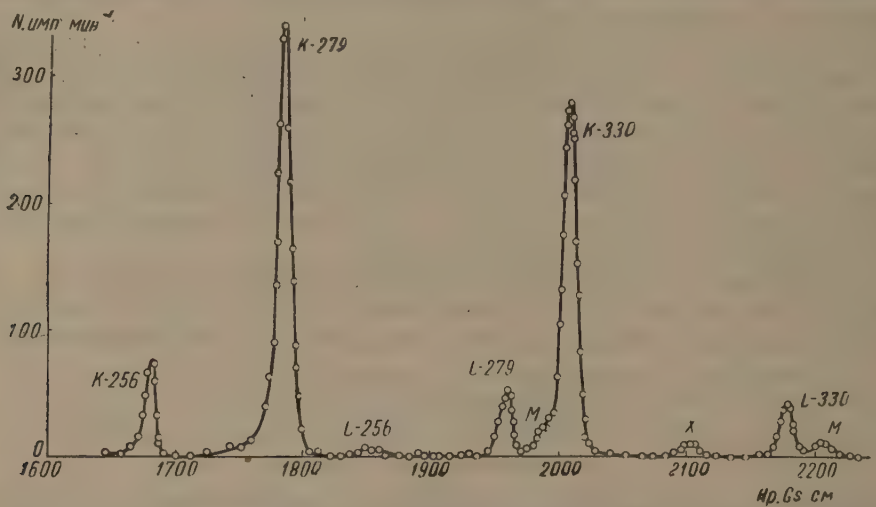


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов γ-лучей Eu^{149} в области энергий 200÷350 keV (европиевая фракция)

Участок спектра конверсионных электронов европиевой фракции, содержащей указанные линии, изображен на рис. 1. Представленный спектр был получен при помощи магнитного спектрометра «кэтрон» в тех же условиях, в каких мы изучали конверсионные электроны некоторых других нейтронодефицитных ядер [1]. Разности энергий линий $K - L$ и $K - M$ показывают, что соответствующие ядерные переходы совершаются в ядре Sm, энергии которых равны 256, 279 и 330 keV.

Интенсивности указанных конверсионных линий европиевой фракции измерялись три раза за период времени $\sim$ 600 дн., при этом относительные интенсивности линий сохранились. На рис. 2 представлена кривая распада, построенная по изменению высот наиболее сильных линий K-279 и K-330. Период полураспада оказался равным 100 ±30 дням. Таким образом, в описанных экспериментах мы имеем дело с некоторым длиннопериодным изотопом европия, распадающимся в самарий.

На основании сравнения полученного нами результата с литературными данными об изотопах Eu (табл. 1) можно исключить из рассмотрения Eu^{150}, Eu^{147}, Eu^{146}, Eu^{145} и Eu^{144}. Более легкие изотопы Eu мало вероятны. Нельзя уверенно исключить Eu^{148}. Наиболее вероятная интерпретация состоит в том, что интересующее нас ядро есть Eu^{149}.

При изучении гадолиниевой фракции мы обнаружили, что после распада Gd^{147} и Gd^{149} в конверсионном спектре остаются линии, соответствующие указанным выше переходам. При этом их интенсивности убывали с тем же периодом полураспада $T \sim 100$ дней. Очевидно, наша га-

долиниевая фракция содержала материнское вещество рассмотренной европиевой активности. Отсюда вытекает, что последняя не может быть отнесена к Eu^{148}, так как период полураспада Gd^{148} больше 35 лет [2]

Таблица 1

Нейтронодефицитные изотопы Eu [2]

A	$T_{1/2}$	Тип распада
150	~ 14 час	β^-
149	~ 120 дней	
148	~ 55 дней	
147	24 дня	E-захват
146	4,5 дня	
145	5 дней	
144	18 мин	β^+

Таблица 2

Ядерные переходы, возбуждаемые при распаде $Eu^{149} \rightarrow Sm^{149}$

E_γ, keV	$K/K_{\gamma\gamma}$	K/L
256±1	20±2	—
279±1	100	7±1
330±1	80±8	7±1

наших измерений, а не уменьшаться. Таким образом, наблюденные конверсионные электроны излучаются, по-видимому, при распаде $Eu^{149} \rightarrow Sm^{149}$.

Об излучении Eu^{149} известно очень мало. Мак и др. [2] приписали Eu^{149} γ-лучи с энергией 0,25 MeV. Мурин с сотрудниками [3] при изучении европиевой фракции, выделенной из тантала после облучения его быстрыми протонами (E = 660 MeV), наблюдали γ-лучи с энергиями 275, 330, 434 и 524 keV. Исследование γ-спектра производилось на сцинтилляционном спектрометре спустя большой промежуток времени после изготовления препарата. Авторы отнесли указанные γ-лучи к Eu^{148} или Eu^{149}, но не могли сделать более определенного заключения.

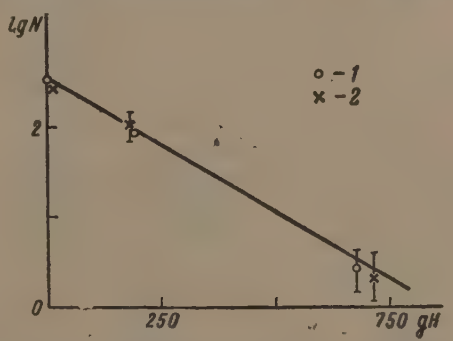


Рис. 2. Кривая распада Eu^{149}, построенная по спаданию интенсивностей конверсионных линий: *1* — линия K-279, *2* — линия K-330

Наши данные о спектре конверсионных электронов Eu^{149} приведены в табл. 2. Обращают на себя внимание большие значения отношений K/L. В случае самария в интервале энергий 256÷330 keV теоретические значения K/L составляют для переходов $E1$ и $M1$ ~7, $M2$ 5,5 и $E2$ ~ 4,5. Для более высоких мультиполей K/L меньше. Таким образом, наблюденные переходы принадлежат к переходам типа $E1$ или $M1$. Ввиду больших экспериментальных погрешностей нельзя, по-видимому, исключить, что какой-нибудь из переходов окажется переходом типа $M2$.

О схеме распада $Eu^{149} \rightarrow Sm^{149}$ из имеющихся данных трудно сделать какое-либо определенное заключение.

Следует отметить, что при β^--распаде $Pm^{149} \rightarrow Sm^{149}$ испускаются γ-лучи с энергией 284 keV [2]. Вполне вероятно, что они отвечают наблюденному нами переходу в Sm^{149} с энергией 279 keV.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Сер. физ., 23, 895, 906 (1958).
2. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.—Изд. АН СССР, М.—Л., 1958.
3. Городинский Г. М., Мурин А. П., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1624, (1957).

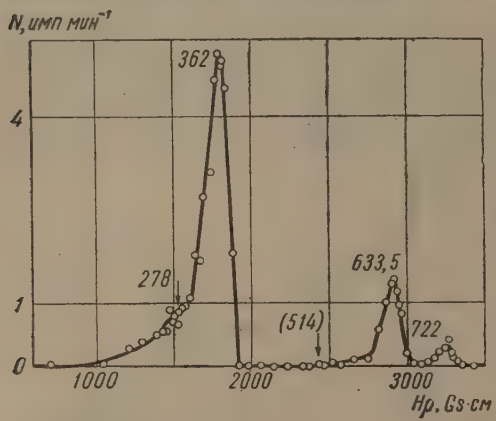
ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, В. П. ПРИХОДЦЕВА и Ю. В. ХОЛЬНОВ

γ-СПЕКТР J^{131}

γ-Спектр J^{131} в области энергий 200 ÷ 800 keV исследовался при помощи ритрона [1]. Задача состояла в определении относительных интенсивностей хорошо известных γ-линий J^{131} и в поисках γ-линии 514 keV, о которой имеется сообщение в работе [2]. Применялся источник активностью ~30 mCu. Результаты (за вычетом фона) приведены на рисунке.



Спектр электронов отдачи от γ-лучей J^{131}

При определении относительных интенсивностей вводились поправки на самопоглощение γ-лучей, на поглощение их во входном окне прибора. Поправка на поглощение для двух крайних линий 278 и 722 keV отличалась на 7%. Учитывалась также зависимость спектральной чувствительности прибора от энергии γ-лучей.

Для относительных интенсивностей γ-линий J^{131} получены следующие значения:

E_γ, keV:	278	362	514	633,5	722
I_γ, %:	5,7	100	<0,4	8,9	1,9

Погрешность в определении интенсивностей 5—10% (для линии 278 keV — 20%). Интенсивность линии 278 keV определена в результате разложения плохо разрешенных γ-линий 278 и 362 keV посредством вписывания в экспериментальную кривую стандартных линий.

Специальные поиски γ-линии 514 keV показали, что если эта линия и имеется, то ее интенсивность не превышает 0,4% от интенсивности γ-линии 362 keV.

Авторы выражают благодарность В. А. Елисееву за помощь в измерениях.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 18, 599 (1954); Джелепов Б. С., Приходцева В. П., Феоктистов А. И., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 1361 (1956); Голованов И. Б., Джелепов Б. С., Лебедев Л. С., Приходцева В. П., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 985 (1957).
2. Sakai M., Murray B., Kurbatov J. D., Phys. Rev., 96, 826 (1954).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, В. А. ЕЛИСЕЕВ, В. П. ПРИХОДЦЕВА и Ю. В. ХОЛЬНОВ

γ-ИЗЛУЧЕНИЕ Br^{82}

γ-Спектр Br^{82} изучался нами на ритроне [1]. Общий вид спектра представлен на рис. 1. Обнаружено десять γ-линий.

Энергии и относительные интенсивности γ-линий Br^{82}, полученные в настоящей и других работах, приведены в табл. 1. Энергии основных γ-линий прекрасно совпадают с наиболее точными значениями энергий по работе [8]. Как видно из таблицы, очень хорошее согласие имеется и в относительных интенсивностях, особенно между данными настоящей работы и [8].

Четко выявленная γ-линия 1648 keV обнаружена нами впервые. Интенсивность этой линии спадает примерно с периодом полураспада Br^{82}. О существовании γ-лучей с интенсивностью $\sim 10^{-3}$ кванта на распад в области 1700÷2000 keV сообщали еще Майерс и Уоттенберг [9] в 1949 г. В этой работе были обнаружены фотонейтроны при облучении бериллиевой мишени γ-лучами Br^{82} и не обнаружено их при облучении дейтериевой мишени.

В работах [10, 6], выполненных на сцинтилляционных спектрометрах, предполагается существование γ-линий 1,85 и 2,1 MeV; однако высказывается сомнение: не обусловлены ли эти пики суммированием других линий. Дюби и др. [7] утверждают, что пики при энергиях ~1800 и ~2000 keV нельзя полностью объяснить как суммарные.

В нашем спектре отчетливо видна слабая γ-линия 1780 keV. В области энергий 1910 keV имеется превышение экспериментальных точек над фоном. Однако ввиду малой статистической точности результатов в этой области мы не можем утверждать наличие γ-лучей 1910 keV с полной уверенностью. Мы специально искали γ-лучи с энергией в интервале 2000÷2700 keV; γ-лучей с интенсивностью, большей 0,2% на распад, не обнаружено.

В работе [7] в опытах со сцинтилляционными спектрометрами, включенными в схему совпадений, были найдены мягкие γ-линии — 250 и 350 keV. Нами эти γ-линии обнаружены не были. Если они и существуют, то их интенсивность (от γ-линии 777 keV) меньше 25 и 5% соответственно.

Используя наши данные по относительным интенсивностям γ-лучей, мы определили коэффициенты конверсии основных переходов в Br^{82}. Для этой цели мы привлекли результаты работ [2, 6], в которых были изучены спектры конверсионных электронов Br^{82}. Энергии и относительные интенсивности конверсионных электронов приведены в табл. 2.

Для вычисления коэффициентов конверсии необходимо знать α_K хотя бы для одного перехода. Из опытов по кулоновскому возбуждению уровня 777 keV в Kr^{82} [11, 12] следует, что переход 777 keV является переходом типа $E2$. Коэффициент конверсии для этого перехода, согласно таблицам Слива и Банд [13], равен $8{,}22 \cdot 10^{-4}$.

При расчетах принимались во внимание относительные интенсивности K-конверсионных электронов, полученные в работе [2] (за исключением перехода 1475 keV), так как разрешающая способность прибора приме-

Таблица 1

Энергии и относительные интенсивности γ-лучей Br^{82} по данным различных авторов

Зигбан и др. [2] (магн. спектр. $\pi\sqrt{2}$, 1949)		Хуберт, Лаберриг-Фролова [3] (линза, 1951)		Джелепов, Силантьев [4] (ритрон, 1952)		Ву [5] (магн. линза, 1955)		Ваддель, Иенсен [6] (магн. линза, сцинт. спектр., 1956)		Дюби [7] (сцинт. спектр., 1956)	Хальдберг, Хедгран [8] $\pi\sqrt{2}$ (магн. спектр., 1957)		Наши данные (ритрон, 1958)	
E_γ, keV (конв. эл.)	E_γ (фотоэл.)	E_γ (фотоэл.)	относ. интенс.	E_γ (эл. отдачи)	относ. интенс.	E_γ	относ. интенс.	E_γ (конв. эл.)	относ. интенс. (сцинт. спектр.)	E_γ	E_γ (фотоэл.)	относ. интенс.	E_γ (эл.отдачи)	относ. интенс.
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	~ 250	—	—	—	—
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	~ 350	—	—	—	—
547	553	547	—	535	104	551	70	545±2	102±10	560	554,1±0,2	80	554	83
608	613	615	—	602	—	628	40	610±2	50±5	610	618,7±0,2	50	617	52
692	685	682	—	—	—	698	30	688±2	37±6	690	698,4±0,3	33	700	32
766	772	752	—	750	100	777	100	766±3	100	770	776,9±0,2	100	780	100
823	826	822	—	—	—	825	30	817±7	30±6	820	827,6±0,4	30	828	30
1031	1045	1026	—	1020	28	1035	45	1029±5	36±2	1030	1044,0±0,2	35	1041	37
1312	1317	1306	100	1292	24	1312	29	1305±5	36±4	1290	1317,1±0,2	32	1320	38
—	—	1453±6	25±3	1445	11	1466	17	1469±7	18±3	1450	1475,3±0,4	21	1478	24
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	1648±15	1,2
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	~1800	—	—	1780±20	0,14
—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—	(1910)	(0,08)
—	—	—	—	—	—	—	—	(2,1) *	—	~2000	—	—	—	—

* Оценка получена на сцинтилляционном спектрометре.

нявшегося в работе [6] (линзовый спектрометр $\Delta = 3\%$), значительно хуже, чем в работе [2] (спектрометр $\pi\sqrt{2}$, $\Delta = 1\%$).

В табл. 2 приводятся выводы о мультипольности переходов в Kr^{82}, полученные путем сравнения найденных нами коэффициентов конверсии с теоретическими для различных мультипольностей [13].

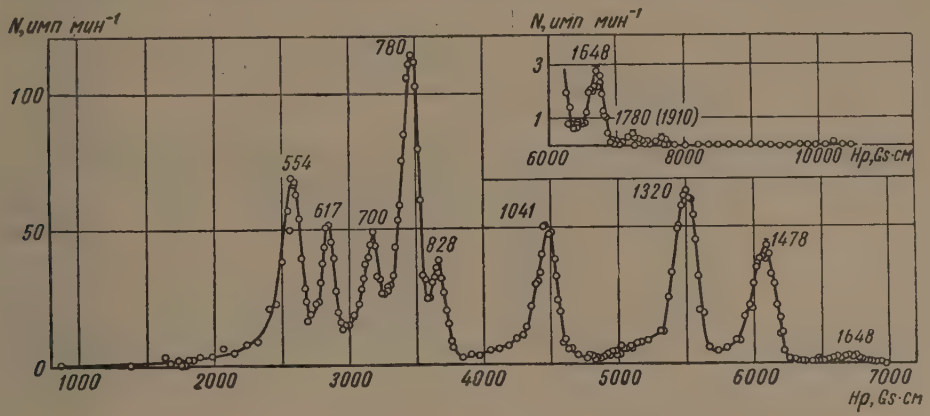


Рис. 1. Спектр электронов отдачи от γ-лучей Br^{82}

Схема распада (рис. 2) основана на следующих соображениях.

1. β-Спектр простой, форма его — фермиевская, граничная энергия 444±1 keV [6]; β-частицы любых энергий дают совпадения со всеми γ-линиями, приведенными в схеме [7].

2. Существование уровня 776,9 keV (2^+) вытекает из опытов по кулоновскому возбуждению [11, 12].

3. Очень точное измерение энергий переходов в работе [8] позволяет прекрасно сбалансировать схему энергетически (с точностью до 0,4 keV). С энергетической точки зрения остается неопределенным только порядок следования γ-переходов 827,6 и 1044,0 keV. Если предположить, что сначала происходит переход 1044,0 keV, то вместо уровня 1820,9 keV пришлось бы ввести уровень 1604,4 keV. Этому, однако, противоречит установленное в работе [7] наличие γ — γ-совпадений 554—1044 keV. Кроме того, в схеме рис. 2 удается разместить переходы 250 и 350 keV, наблюденные в работе [7]. Правда, ни в каких других работах, в том числе и в нашей, эти переходы не наблюдались.

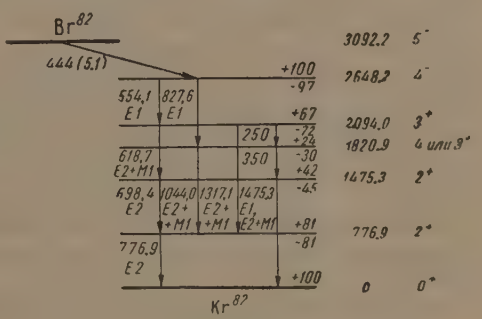


Рис. 2. Схема распада Br^{82}

4. В работах [5, 7, 10] наблюдались все многочисленные γ — γ-совпадения, подтверждающие схему рис. 2. Существенно отсутствие γ — γ-совпадений 777—1475 keV [6] и отсутствие совпадений для перехода 698 keV с переходами 1044, 1317 и 1475 keV [6].

5. На схеме приведен баланс интенсивностей. Если принять за 100 интенсивность β-излучения и сумму интенсивностей γ-линий 777 и 1475 keV, то интенсивность приходящего на уровень и уходящего с него излучения балансируется так, как показано на схеме над и под уровнями справа. Нужно признать, что схема по интенсивностям переходов сбалансирована вполне удовлетворительно; новые линии, обнаруженные в нашей работе, малоинтенсивны и не могут нарушить баланс.

6. Приписание квантовых характеристик уровням Kr^{82} произведено в полном согласии с работой [6]. Указанные нами в табл. 2 мультиполь-

Таблица 2

Определение мультипольностей переходов в Kr^{82}

Энергия перехода, keV	Относ. интенсивности конв. линий I_{e^-} Вадделл и Иенсен [6]	Зигбан и др. [2]	γ-лучей	Эксперим. $\alpha_K \cdot 10^4$	Теоретические $\alpha_K \cdot 10^4$ E1	E2	E3	M1	M2	M3	Вывод о мультипольности
554,1	87+9	68	83	6,73	6,76	20,7	57,6	15,1	45,9	132	$E1$
618,7	100±5	78	52	12,3	5,18	14,8	39,3	11,8	33,3	88,6	$E2+M1$
698,4	51±2,5	42	32	10,8	3,99	10,6	26,8	8,92	24,0	59,2	$E2$ ($M1$)
776,9	100	100	100	—	—	8,22	—	—	—	—	—
827,6	12±2	13	30	3,56	2,82	7,05	16,1	6,24	15,7	35,5	$E1$
1044,0	16±1	18	37	3,99	1,75	3,98	8,28	3,75	8,68	17,7	$E2+M1$
1317,1	8±0,4	14	38	3,02	1,12	2,46	4,44	2,30	4,92	9,34	$E2+M1$
1475,3	4±0,4	—	24	1,37*	0,92	1,88	3,40	1,87	3,76	6,78	$E1$, $E2+M1$

* Использовалось I_{e^-}—по [6].

ности переходов, полученные при сравнении новых коэффициентов конверсии с теоретическими по [13], практически полностью соответствуют данным этой работы. Поэтому подтверждаются ее выводы относительно квантовых характеристик уровней, сделанные с привлечением результатов опытов по угловой γ — γ-корреляции.

Новые линии 1648 и 1780 keV без введения новых уровней невозможно поместить в схему распада. Энергия линии 1780 keV близка к энергии уровня 1820,9 keV, но все же при максимально возможной погрешности опытов мы не можем считать эти энергии равными. То же нужно сказать о сравнении энергий перехода 1648 keV и возможного уровня 1604 keV в случае, если переходы 827 и 1044 keV идут в обратном указанному на рис. 2 порядке.

Если переход 1910 keV существует, то его можно разместить между первым и самым высоким возбужденными уровнями.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Джелепов Б. С., Жуковский Н. Н., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 18, 599 (1954); Джелепов Б. С., Приходцева В. П., Феоктистов А. И., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 1361 (1956); Голованов И. Б., Джелепов Б. С., Лебедев Л. С., Приходцева В. П., Хольнов Ю. В., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 985 (1957).
2. Siegbahn K., Hedgran A., Deutsch N., Phys. Rev., 76, 1263 (1949).
3. Hubert M. P., Laberrigue-Frolow J., Compt. Rend., 232, 2420 (1951).
4. Джелепов Б. С., Силантьев А. Н., Докл. АН СССР, 85, 533 (1952).
5. Wu C. S., Nuclear Level Schemes, TID—5300, June, 1955.
6. Waddell R. C., Jensen E. N., Phys. Rev., 102, 816 (1956).
7. Dubey V. S., Mandeville C. E., Rothman M. A., Phys. Rev., 103, 1430 (1956).
8. Hultberg S., Hedgran A., Arkiv fys., 11, 369 (1957).
9. Myers V., Wattenberg A., Phys. Rev., 75, 992 (1949).
10. Lu D. C., Kelly W. H., Wiedenbeck M. L., Phys. Rev., 95, 1533 (1954).
11. Temmer G. M., Heydenburg N. P., Phys. Rev., 104, 967 (1956).
12. Heydenburg N. P., Pieper G. F., Anderson C. E., Phys. Rev., 108, 106 (1957).
13. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения, ч. I, K-оболочка.—Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ и В. А. СЕРГИЕНКО

СОВПАДЕНИЯ МЕЖДУ КОНВЕРСИОННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ПРИ РАСПАДЕ Gd^{146} и Gd^{151}

I. $Gd^{146} \rightarrow Eu^{146}$

Нами изучалась на сдвоенном линзовом β-спектрометре [1] схема распада $Gd^{146} \rightarrow Eu^{146}$ ($T \sim 45$ дн.). Gd^{146} был получен в реакции глубокого отщепления при бомбардировке тантала протонами с энергией 660 MeV. Отделение нейтронодефицитных изотопов Gd было сделано хроматографическим методом. Активное вещество собиралось на узкую полоску из алюминиевой фольги толщиной 5 μ (источник был приготовлен для измерений на кэтроне). Изучение совпадений между конверсионными электронами производилось после того, как более короткопериодные изотопы Gd в основном распадались. Источник содержал Gd^{146}, Gd^{149} (9 дн.), Gd^{151} (150 дн.), Gd^{153} (236 дн.) [2—5], а также изотопы Eu^{146} (4,5 дн.), Eu^{147} (24 дн.) и Eu^{149} (100 дн.) [6, 7], накопившиеся в результате распада соответствующих изотопов Gd.

При распаде $Gd^{146} \rightarrow Eu^{146}$ возникают γ-переходы с $h\nu = 114{,}8$, 115,5 и 155 keV. Существование узкого дублета 114,8—115,5 keV и наличие перехода с энергией 155 keV в схеме распада $Gd^{146} \rightarrow Eu^{146}$ было доказано при изучении спектра конверсионных электронов Gd^{146} на спектрометре с высокой разрешающей способностью [6]. В работе [2] указано, что γ-линия $h\nu \sim 115$ keV при изучении γ — γ-совпадений дает «самосовпадения».

Спектр конверсионных электронов до энергии электронов приблизительно 150 keV, снятый на той половине спектрометра, к которой источник был обращен активной стороной, представлен на рис. 1.

В наших опытах конверсионные линии от переходов 114,8 и 115,5 keV не разделялись; линия K-(114,8 + 115,5) имела полуширину, почти равную одиночной линии. Линия K-155 не отделялась от линии LM-(114,8 + 115,5). В спектре (рис. 1) в заметном количестве присутствовали конверсионные электроны, образующиеся при распаде Gd^{149} и Eu^{147}. Не исключено присутствие линий от переходов с $h\nu = 21{,}7$, 154,5, 174,8, 243 keV $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$ и от переходов 69,8, 97,4, 103,3 keV $Gd^{153} \rightarrow Eu^{153}$.

Мы измеряли интенсивность совпадений между конверсионными электронами наиболее интенсивных линий.

Число истинных совпадений менялось в интервале 202÷1800 имп час$^{-1}$ при нагрузках в каналах $(13 \div 80) \cdot 10^3$ имп мин$^{-1}$; отношение чисел истинных и случайных совпадений составляло 5÷27.

Результаты опытов сведены в табл. 1 и иллюстрируются рис. 2 и 3. Рассмотрим эти результаты.

1. Совпадения между переходами 114,8 и 115,5 keV (совпадения AA)

Наличие совпадений между конверсионными электронами переходов несомненно. Это отчетливо видно из табл. 1 и из экспериментальной кривой «самосовпадений» электронов линии K-(114,8 + 115,5), изображенной на рис. 2 (кривая AA).

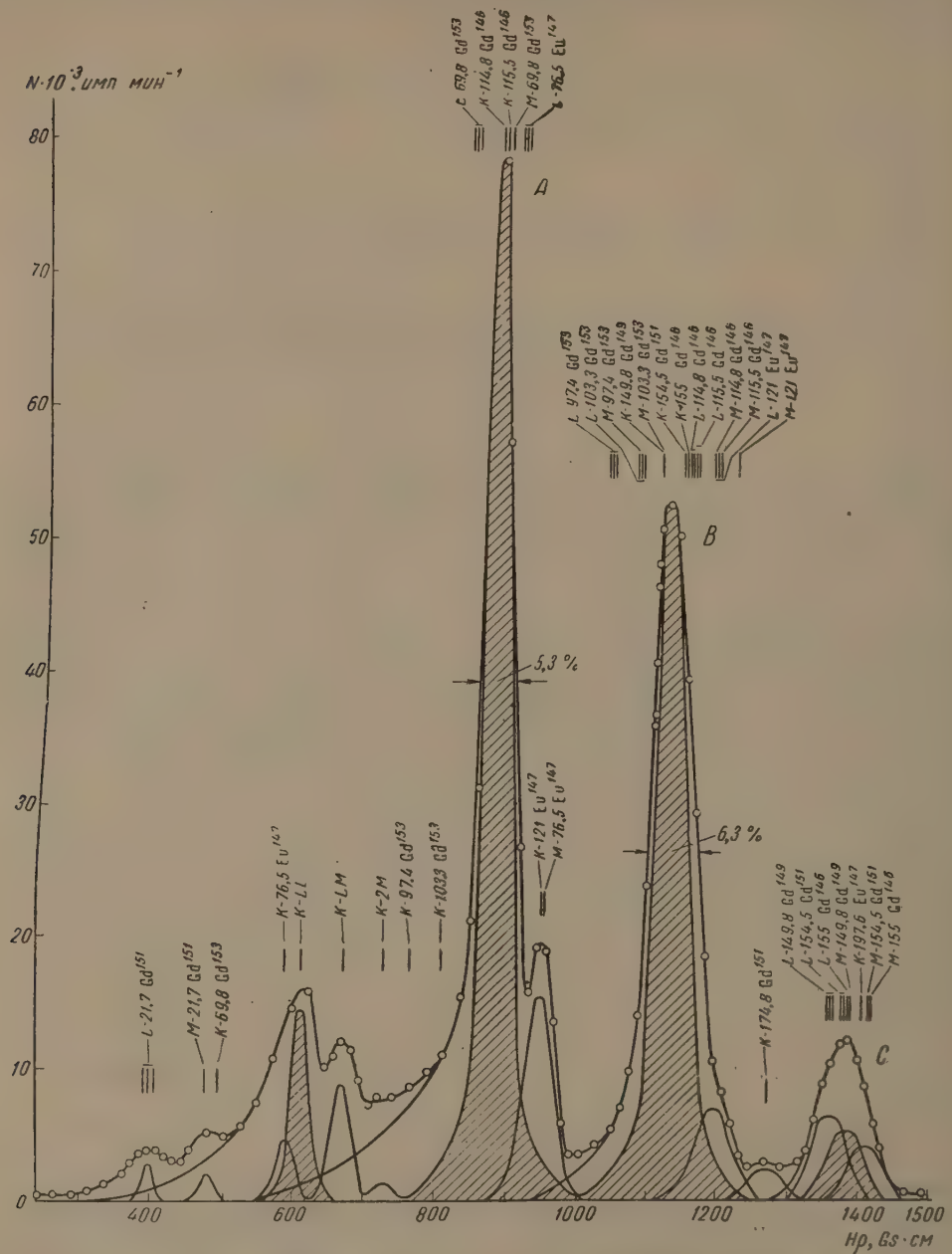


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов Gd^{146} до энергии электронов 150 keV, снятый на одной половине спектрометра

Интенсивность истинных совпадений на максимуме линии K-(114,8+ +115,5) при регистрации ее одновременно обеими половинами спектрометра достигала 1800 имп $час^{-1}$.

Эта большая интенсивность показывает, что совпадения вызываются электронами линий K-114,8 и K-115,5.

Приблизительный подсчет интенсивности совпадений, основанный на учете нагрузок, эффективностей спектрометров и вероятностей конверсии этих переходов, дает величину, близкую с опытному значению.

Если около указанных линий существуют какие-нибудь другие линии, то, судя по работам [3—7], они должны иметь интенсивность не более 0,01 от K-114,8 или K-115,5; в условиях наших опытов они не могли бы создать наблюдавшуюся на опыте интенсивность совпадений.

Таблица 1

Результаты измерений совпадений между конверсионными электронами при распаде $Gd^{146} \rightarrow Eu^{146}$

Линия на первой половине спектрометра (через фольгу)*	Интенсивность на макс. линии $(N_1 - N_{фон}) \cdot 10^{-2}$, имп мин$^{-1}$	Линия на второй половине спектрометра*	Интенсивность на макс. линии $(N_2 - N_{фон}) \cdot 10^{-2}$, имп мин$^{-1}$	Число совпадений в час		
				общее	в том числе	
					случайных	истинных
A	51	*C*	15	306	12	294
A	51	*A*	78,5	1884	84	1800
B	44	*A*	78,5	1060	66	994
B	44	*B*	52,5	244	42	202
B	44	(*K*—*LL*)	16,2	356	16	340
B	44	(*K*—*LM*)	11,8	286	10	276

* Буквой *A* обозначены линии: *K*-(114,8+115,5)+*K*-121 (Eu^{147}); буквой *B*—линии: *LM*-(114.8+115,5)+*K*-155+*K*-149,8 (Gd^{149})+*K*-154,5 (Gd^{151}); буквой *C*—линии: *LM*-155+ + *LM*-149,8 (Gd^{149})+*K*-197,6 (Eu^{147})+*LM*-154,5 (Gd^{151}).

Любопытно отметить, что если бы линии *K*-114,8 и *K*-115,5 были разделены полностью, то число совпадений было бы вдвое меньше.

2. Совпадения перехода с энергией 155 keV с переходами 114,8 и 115,5 keV

Существование совпадений между переходом 155 keV и переходами 114,8 и 115,5 keV доказывается наличием совпадений (*K*-114,8 + *K*-115,5) (*LM*-155 + *LM*-149,8 Gd^{149}) (рис. 2, кривая *AC*). Электроны Eu^{147} и Gd^{149} не могут давать совпадения с электронами Gd^{146}, а переходы 76,5 и 121,0 keV, как показано в работе [9], располагаются в схеме распада $Eu^{147} \rightarrow Sm^{147}$ параллельно переходу 197,6 keV.

Таблица 2

Сравнение расчетных и экспериментальных интенсивностей совпадений при распаде $Gd^{146} \rightarrow Eu^{146}$

Вид совпадений	Расчет	Опыт
AA/*AC*	7,1	6,1
AB/*BB*	5,5	5,0
AA/*BB*	9,4	9

Вопрос о том, коррелирует ли переход 155 keV с обоими переходами 114,8 и 115,5 keV или с одним из них, можно решить путем сравнения экспериментальных и расчетных интенсивностей совпадений; но рассчитать интенсивности совпадений можно, только приняв определенную схему распада. В табл. 2 приводятся экспериментальные интенсивности совпадений и расчетные, вычисленные для схемы рис. 4 (см. ниже), т. е. в предположении, что переход 155 keV в схеме распада $Gd^{146} \rightarrow Eu^{146}$ расположен последовательно с каскадом γ-переходов 114,8 и 115,5 keV без каких-либо ответвлений.

При расчете было принято, согласно указаниям, полученным в работе [6], что все три перехода — типа *M*1, и *K*-захват идет главным образом на верхний уровень ($a \gg b$, *c*, *d*, рис. 4, см. ниже).

Если переход 155 keV дает совпадения только с одним из переходов 114,8 и 115,5 keV, то экспериментальное значение отношения интенсивностей совпадений (*AC*/*AA*) должно быть вдвое меньше расчетного. Как видно из табл. 2, экспериментальное значение (*AC*/*AA*) мало отличается от расчетного.

На основании этого мы полагаем, что переход 155 keV дает совпадения с обоими переходами 114,8 и 115,5 keV и все три перехода образуют каскад.

3. Совпадения между электронами LM-(114,8 + 115,5) + K-155 и оже-электронами, K-серии (совпадения B-Оже)

Экспериментальная кривая совпадений электронов LM-(114,8+115,5)+ + K-155+ K-149,8 (Gd^{149}) с K-оже-электронами изображена на рис. 3 (кривая B-Оже). Наличие совпадений не вызывает сомнений. Очевидно также, что часть совпадений связана с хвостом максимума BA.

Для количественных заключений необходимо предварительно выяснить состав линий A, B и C.

4. Состав линий A, B и C

Линия A. В работе [6] указано, что конверсионные линии K-114,8 и K-115,5 имеют приблизительно одинаковую интенсивность.

Рис. 1 показывает, что во время измерений линия A содержала, помимо линий K-114,8 и K-115,5, небольшую примесь электронов линии K-121 Eu^{147}. Расстояние между линиями K-114,8 и K-115,5 в шкале $H\rho$ составляет ~0,5%. Экспериментальная полуширина линии A равна 5,3%. Можно считать, что полуширина линии, обусловленная спектрометром и источником, равна 4,8%. Проведя линию K-121 обычной формы с такой полушириной, можно убедиться в том, что эта линия по интенсивности составляет около 1/6 от суммарной интенсивности K-(114,8 + 115,5), т. е. $^1/_3$ от K-114,8 или K-115,5.

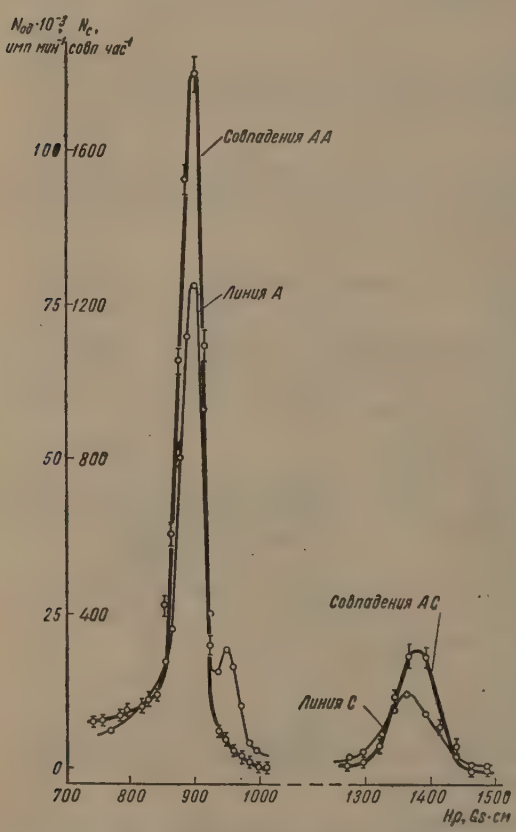


Рис. 2. Совпадения с линией A (жирные кривые). Тонкие кривые — вид линий A и C на одиночном спектрометре

Линия B. В составе линии B входят L- и M-линии от переходов ΔE = 114,8 и 115,5 keV, K-линии 155 keV Gd^{146}, 154,5 keV Gd^{151} и 149,8 keV Gd^{149} и L- и M-линии перехода 121 keV Eu^{147}. Относительно L-114,8 и L-115,5 известно [6], что они в 7 раз слабее соответствующих K-линий; это приблизительно так и должно быть для чистых $M1$-переходов. Для M- и N-линий экспериментальных данных нет, но в обзоре Листенгартена [8] показано, что обычно $(M + N)/L = 0{,}3$. Таким образом, можно принять, что LMN-114,8 и LMN-115,5 составляют $^1/_5$ от интенсивности K-114,8. Переход [redacted] ΔE = 155 keV по данным работы [6] имеет приблизительно такую же интенсивность, как и переходы ΔE = 114,8 и 115,5 keV. Следовательно, интенсивность K-155 меньше интенсивности K-114,8 в 2,3 раза (отношение коэффициентов конверсии).

Линии LM-121 Eu^{147} должно быть в сумме в 5 раз слабее K-121 [4] и, следовательно, составляют ~7% от K-114,8. Вклад линий K-154,5 Gd^{151} + + K-149,8 Gd^{149} в интенсивность линии B нам не известен, но его можно определить, исходя из экспериментального отношения интенсивностей линий A и B.

Отношение площадей линий A и B равно 1,1; после учета различия в интервалах энергии это отношение возрастает до 1,4.

Таким образом, в единицах линии K-114,8: $B = LMN$-114,8 + LMN-115,5 + K-155 + LM-121 Eu^{147} + K-154,5 Gd^{151} + K-149,8 Gd^{149} = 0,2 + + 0,2 + 0,43 + 0,7 + x=0,7 A=1,4, откуда x=0,5, т. е. интенсивность K-154,5 Gd^{151} + K-149,8 Gd^{149} составляет 50% от интенсивности K-114,8.

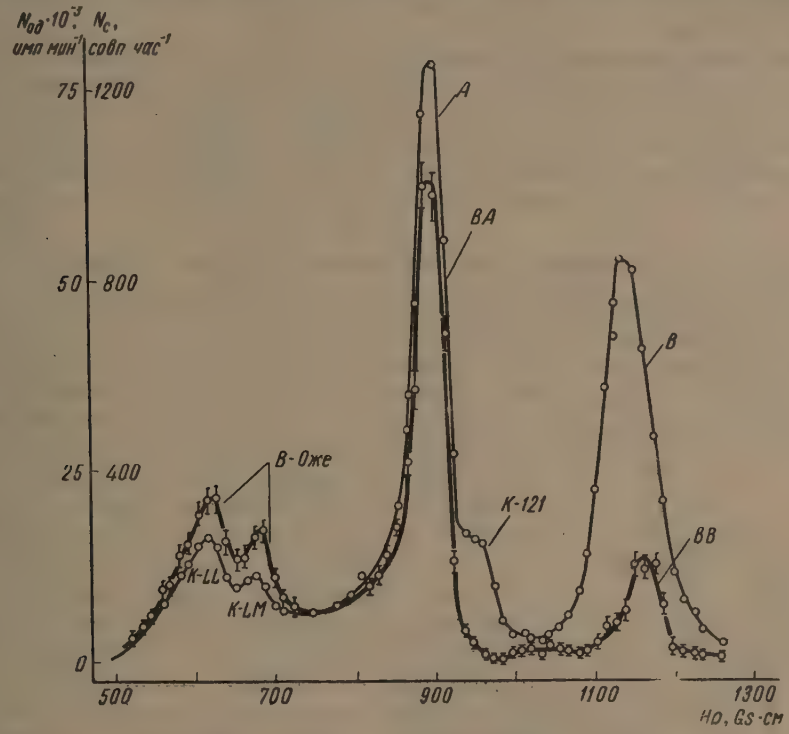


Рис. 3. Совпадения с линией B (жирная кривая). Тонкая кривая — вид линий K-оже-электронов и линий A и B на одиночном спектрометре

Для проверки мы построили сумму линий с такими относительными интенсивностями и полушириной 4,8%; суммарная кривая удовлетворительно совпала с экспериментальной.

Линия C. В состав линии C входят LMN-155 Gd^{146}, LMN-154,5 Gd^{151}, LMN-149,8 Gd^{149} и K-197,6 Eu^{147}. Известно, что для перехода с энергией 155 keV в Gd^{146} $K/L \sim 7$ и, следовательно, интенсивность LMN-155 Gd^{146} равна приблизительно $^1/_5$ от K-155 или 0,09 от интенсивности K-114,8.

Линия K-197,6 Eu^{147} должна быть в 4,8 раза слабее линии K-121 Eu^{147} [4] и, согласно изложенному выше, составляет 0,015 от K-114,8. Интенсивность LMN-154,5 Gd^{151} + LMN-149,8 Gd^{149} может быть вычислена по суммарной площади линии C: $C = LMN$-155 Gd^{146} + K-197,6 Eu^{147} + LMN-154,5 Gd^{151} + LMN-149,8 Gd^{149} = 0,09 + 0,015 + x =0,3 (соотношение площадей C/A = 0,23; после учета интервала энергии соотношение становится равным 0,148), откуда $x = LMN$-154,5 Gd^{151} + + LMN-149,8 Gd^{149} = 0,195 K-114,8.

Для проверки все линии были построены с приведенными интенсивностями, аппаратурной формой и шириной линии и сложены.

Оказалось, что суммарная линия удовлетворительно совпадает с экспериментальной.

5. Компоненты интенсивностей на максимумах линий *A*, *B* и *C*

При измерении интенсивностей совпадений спектрометры устанавливались на максимумы линий A, B и C. Однако эти линии имеют сложный

состав и для количественного анализа интенсивностей совпадений нужно знать, из чего складываются интенсивности при настройке спектрометра на максимум линии.

Состав интенсивности на максимуме и состав линии не идентичны. Они тем ближе друг к другу, чем теснее расположены конверсионные линии.

В расчетах, который сделаны дальше, принято, что линии B и C состоят из достаточно близких компонент, а в линии A сливается дублет K-114,8 + K-115,5 но полностью отщепляется компонента K-121, практически не регистрирующаяся при настройке на максимум линии.

В спектрометре, работающем на просвет, линии еще шире и указанное слияние линий должно происходить в еще большей степени.

6. Расчет интенсивностей совпадений и сравнение с опытом

Для расчета совпадений нужно знать все разветвления в схеме распада. Мы приняли для расчета схему, изображенную на рис. 4, в которой никаких разветвлений нет и все три перехода находятся в прямом каскаде и имеют равную интенсивность; последнее означает, что захват орбитальных электронов всегда приводит к верхнему возбужденному состоянию с энергией 114,8 + 115,5 + 155 = = 385,3 keV. Последовательность трех переходов остается неизвестной, но она не существенна для расчетов, которые делаются дальше.

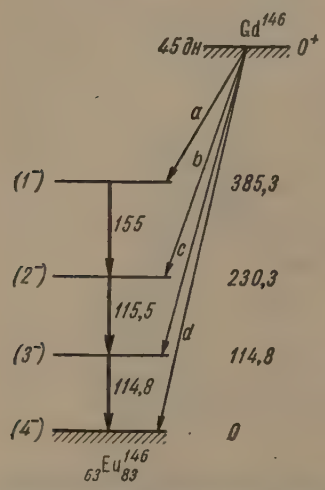


Рис. 4. Схема распада $Gd^{146} \rightarrow Eu^{146}$. Последовательность переходов не известна

В пользу принятой схемы говорят следующие факты: приблизительное равенство интенсивностей всех трех переходов, отсутствие суммарных или разностных линий (269,8, 270,5, 230,3,~60 keV и др.) и приведенные выше наблюдения над совпадениями конверсионных электронов.

В табл. 2 приведены расчетные и экспериментальные отношения интенсивностей совпадений для одной и той же линии в спектрометре, работающей на просвет. Строго говоря, только такие отношения могут рассматриваться количественно. Состав линий, упоминаемых в табл. 2, следующий: A = 50% K-114,8 Gd^{146} + 50% K-115,5 Gd^{146}; B = 14% LMN-114,8 Gd^{146} + 14% LMN-115,5 Gd^{146} + 30% K-155 Gd^{146} + 5% LM-121 Eu^{147} + 37% (K-154,5 Gd^{151} + K-149,8 Gd^{149}); C = 30% LMN-155 Gd^{146} + 5% K-197,6 Eu^{147} + 65% (LMN-154,5 Gd^{151} + + LMN-149,8 Gd^{149}).

Совпадения линии B с оже-электронами рассчитать нельзя, так как в состав линии B входят компоненты от других изотопов, которые тоже должны давать совпадения с оже-электронами, а в наших опытах подвергался изучению не весь спектр конверсионных электронов, испускаемых источником.

7. О схеме распада Gd^{146}

Квантовые характеристики нижних возбужденных состояний Eu^{146} не могут быть определенно установлены на основании имеющихся данных. Основное состояние Gd^{146}, четно-четного ядра, типа 0^+. Основное состояние Eu^{146} является, вероятно, нечетным, так как 63-й нейтрон, по-видимому, расположен на четном уровне $d_{5/2}$ (спин Eu^{147} равен $^5/_2$), а 83-й нейтрон на нечетном уровне $h_{9/2}$ или $f_{7/2}$. Три нижних возбужденных состояния Eu^{146} имеют ту же четность, что и основное, так как связаны переходами типа $M1$, т. е. все они нечетные.

Так как захват электронов приводит ядро Eu^{146} главным образом на верхнее возбужденное состояние, то естественно предположить, что нижние состояния имеют большие спины, а верхнее — малый, близкий к 0; это мог быть 0 или 1.

Тогда, учитывая то, что все переходы—типа $M1$, и то, что отсутствуют переходы через уровень, мы неизбежно получаем последовательности 0^-, 1^-, 2^-, 3^- или 1^-, 2^-, 3^-, 4^-. Из них мы должны отдать предпочте-

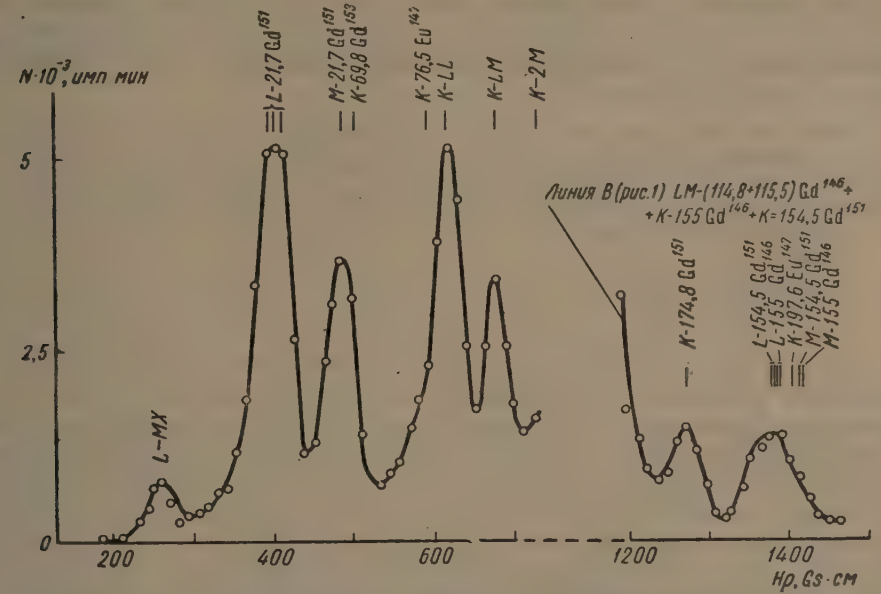


Рис. 5. Участки конверсионного спектра препарата, применявшегося при изучении совпадений в Gd^{151}

ние второй, так как в первой β-распады $0^+ \rightarrow 0^-$ и $0^+ \rightarrow 1^-$ должны быть в одинаковой степени разрешены и второй должен быть более интенсивным, а это противоречит равенству интенсивностей всех трех переходов. Поэтому мы останавливаемся на последовательности 1^-, 2^-, 3^-, 4^-, приведенной на рис. 4.

II. $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$

Нами изучались также совпадения между конверсионными электронами, образующимися при распаде $Gd^{151} \rightarrow Eu^{151}$ ($T_{1/2} \sim$ ~150 дн.).

При коротком облучении Gd^{151} образуется в малом количестве. Для того чтобы получить источник заметной активности, мы изготовили его из остатков гадолиниевых фракций нескольких непродолжительных облучений. Активное вещество было собрано на алюминиевую фольгу толщиной 5μ.

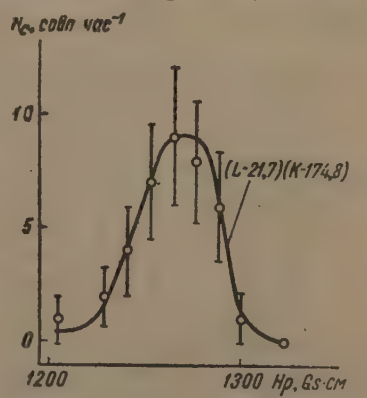


Рис. 6. Совпадения между линиями L-21,7 и K-174,8 Gd^{151}

В нем присутствовали Gd^{146}, Eu^{146}, Eu^{147}, Gd^{149}, Eu^{149}, Gd^{151} и Gd^{153}. Так как источник был смешанным, то он не связан с определенным интервалом времени между выделением и измерением. Относительные интенсивности линий различных изотопов не имеют значения. На участке спектра (рис. 5) от 5 до 150 keV наблюдались линии: $L - MX$; L-21,7 Gd^{151}; M-21,7 Gd^{151} + K-69,8 Gd^{153}; $K - LL$; $K - LM$; K-103,3 Gd^{153};

(K-114,8 + K-115,5) Gd^{146}; K-121 Eu^{147}; K-154,5 Gd^{151} + LM-(114,8 + + 115,5) Gd^{146} + K-155 Gd^{146}; K-174,8 Gd^{151}, LM-154,5 Gd^{151} + LM-155 Gd^{146}+K-197,6 Eu^{147}. По сравнению со спектром, изображенным на рис. 1, наблюдено появление линий K-103,3 Gd^{153} и K-174,8 Gd^{151}, что свидетельствует о более высоком содержании, чем раньше, долгоживущих изотопов. Кроме того, в области малых энергий, не изучавшейся ранее, обнаружены линии L- и M-21,7 Gd^{151}.

Нами изучались совпадения между конверсионными электронами L-21,7 и K-174,8 Gd^{151}. Вторая, более жесткая линия регистрировалась спектрометром, работающим на просвет. Результаты опытов приведены ниже, а также на рис. 6.

Линия на первой половине спектрометра (через фольгу)	174,8 keV
Интенсивность на максимуме линии $(N_1 - N_{фон}) \cdot 10^{-3}$ имп мин$^{-1}$	0,3
Линия на второй половине спектрометра	21,7 keV
Интенсивность на максимуме линии $(N_1 - N_{фон}) \cdot 10^{-3}$ имп час$^{-1}$	5
Число совпадений в час	
общее	9
в том числе { случайных	0
в том числе { истинных	9

Несмотря на то, что скорость счета совпадений (L-21,7)(K-175) была небольшой, а именно 9 имп час$^{-1}$, наличие совпадений между этими переходами можно считать доказанным. Только небольшая доля наблюдавшихся совпадений может быть приписана совпадениям между «хвостом» оже-электронов и линией K-174,8 или примесями к ней.

Авторы весьма благодарны А. А. Башилову и Б. К. Преображенскому за предоставление источника, А. А. Башилову за большой интерес к работе и сообщение своих результатов до опубликования и дискуссии. В измерениях совпадений в Gd^{146} принимали участие студенты Алма-Атинского гос. университета А. Андриянова и Х. Насырова и в измерениях совпадений в Gd^{151} — А. В. Кудрявцева.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Сергиенко В. А., Изв. АН СССР, Сер. физ., 22, 198 (1958).
2. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Сер. физ., 21, 1624 (1957).
3. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Сер. физ., 22, 895 (1958).
4. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Сер. физ., 22, 906 (1958).
5. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР, Сер. физ., 22, 135 (1958).
6. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Ж. эксперим. и теор. физ., 36, 28 (1959).
7. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., см. настоящий номер журнала, стр. 204.
8. Листенгартен М. А., Изв. АН СССР, Сер. физ., 22, 759 (1958).
9. Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Сергиенко В. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 945 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Б. С. ДЖЕЛЕПОВ, Б. К. ПРЕОБРАЖЕНСКИЙ и В. А. СЕРГИЕНКО

СОВПАДЕНИЯ МЕЖДУ КОНВЕРСИОННЫМИ ЭЛЕКТРОНАМИ ПРИ РАСПАДЕ Gd^{147} и Gd^{149}

Нами изучались на сдвоенном линзовом β-спектрометре [1] совпадения между конверсионными электронами, вылетающими при распаде Gd^{147} и Gd^{149}. Периоды полураспада этих изотопов соответственно равны: 1,5 и 9 дн.

Сведения о распаде Gd^{147} и Gd^{149} содержатся в работах [2—5]; схемы распада приведены в верхней части рис. 1.

1. Условия опытов

Гадолиниевая фракция была нами получена через несколько часов после отделения ее на хроматографической колонке от других редких земель, образовавшихся в реакции глубокого отщепления при бомбардировке танталовой мишени протонами с энергией 660 MeV. Активное вещество было высажено на алюминиевую фольгу толщиной 5 μ; диаметр источника не превышал 5 мм. Спектр конверсионных электронов гадолиниевой фракции до энергии электронов 350 keV, снятый на той части спектрометра, к которой источник был обращен активной стороной, представлен на рис. 1. Вследствие невысокой разрешающей способности наших спектрометров некоторые детали спектра не выявились, но общий его вид, расположение линий в спектре и их относительные интенсивности совпадают с данными о спектрах конверсионных электронов Gd^{147} и Gd^{149}, приведенными в работах [4—5].

Вначале мы изучали совпадения между электронами, возникающими при распаде Gd^{147}, а затем — при распадах Gd^{149}.

2. Результаты измерений

Результаты опытов по изучению совпадений между конверсионными электронами при распаде изотопов Gd^{147} и Gd^{149} сведены в таблицу и иллюстрируются рис. 2 и 3 (см. ниже).

3. Качественный анализ совпадений Gd^{147}

Рассмотрим кривые, приведенные на рис. 2. Линия K-229 Gd^{147}, совпадения с которой измерялись, относительно чистая — это видно из рис. 1 (для момента $t = 50$ час) и рис. 1 работы [4] (для момента $t = 90$ час).

Интенсивная линия K-346 принадлежит Gd^{149} и поэтому совпадений с K-229 Gd^{147} не дает. Следующий интенсивный максимум в одиночном спектре расположен при $H\rho = 2300$ Gs·см и образован линиями LM-346 Gd^{149}, K-396 Gd^{147} и частично K-370 Gd^{147}. Этот максимум отчетливо проявился также в кривой совпадений; его расположение в спектре указывает, что он связан главным образом с линией K-396 Gd^{147}. Несколько неожиданным оказалось отсутствие совпадений с LM-396 Gd^{147}. Ве-

Результаты опытов по изучению совпадений между конверсионными электронами, образующимися при распаде $Gd^{147} \rightarrow Eu^{147}$ и $Gd^{149} \rightarrow Eu^{149}$

Изотоп	Линия на первой половине спектрометра (через фольгу)	Интенсивность на максимуме линии $(N_1 - N_{фон}) \cdot 10^{-3}$, имп мин$^{-1}$	Линия на второй половине спектрометра	Интенсивность на максимуме линии $(N_2 - N_{фон}) \cdot 10^{-3}$, имп мин$^{-1}$	Число совпадений в час		
					общее	в том числе	
						случайных	истинных
Gd^{147}	K-229	25	K-(396+370) Gd^{147} + $+LM$-346 Gd^{149}	17	60	5	55
			LM-(396+370) Gd^{147}	4	6	2	4
Gd^{149}	K-149,8 Gd^{149} + $+LM$-(114,8+115,5) Gd^{146} + K-155 Gd^{146}	55	LM-346 Gd^{149}	3,8	154	9	146
			(K-346+LM-298+ $+LM$-272) Gd^{149}	12	586	18	568
			K-298 Gd^{149}	7	13	11	(2)
			K-272 Gd^{149}	2,5	28	6	22

* Число, стоящее в скобках, приблизительно равно погрешности измерений.

роятно, совпадения (K-229) (LM-396)] не выявились из-за статистических флуктуаций. Мы считаем, что переходы с энергией 229 и 396 keV образуют каскад. γ — γ-Совпадения между $h\nu = 229$ keV и $h\nu = 370 + 396$ keV недавно были отмечены Ширлеем и др. [3].

На схеме распада переход 370 keV условно поставлен в прямой каскад с переходами 229 и 396 keV.

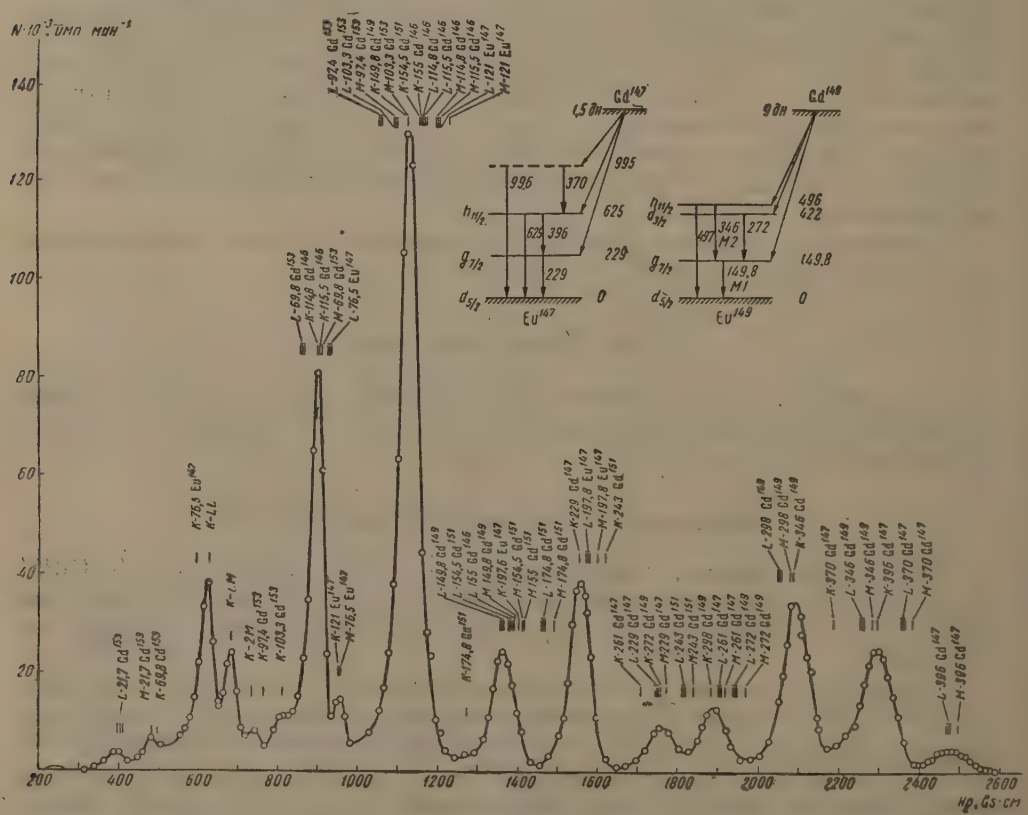


Рис. 1. Спектр конверсионных электронов гадолиниевой фракции редких земель, снятый на одиночном спектрометре. В верхней части рисунка участки схем распада Gd^{147} и Gd^{149}, содержащие рассматриваемые линии

Cd^{149}

Рассмотрим кривые рис. 3, на котором изображен спектр совпадений с линией K-149,8 Gd^{149}. Линия K-149,8 — самая интенсивная в спектре гадолиниевой фракции как в момент $t = 90$ час (рис. 1 в [4]), так и в момент $t = 50$ час, к которому приведены данные рис. 1 и рис. 3.

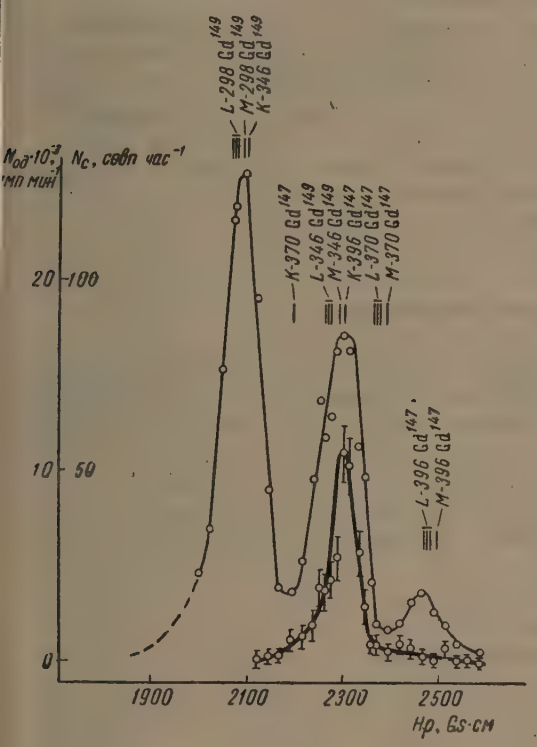


Рис. 2

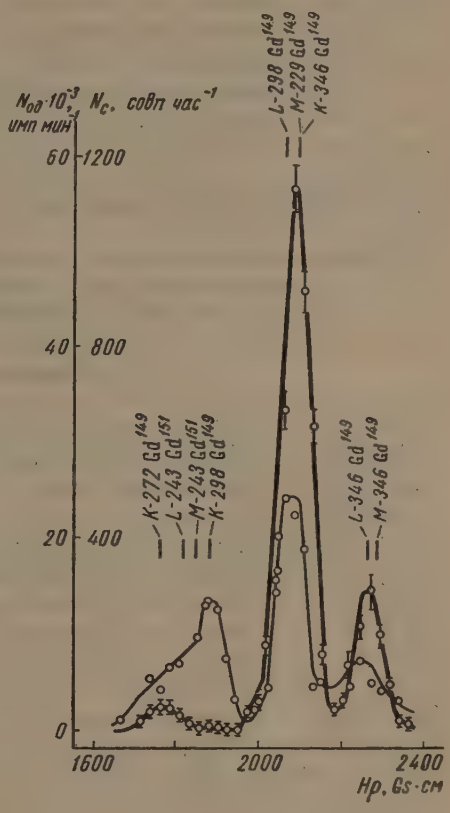


Рис. 3

Рис. 2. Совпадения с линией K-229 Gd^{147} (жирная кривая). Тонкая кривая получена на одиночном спектрометре

Рис. 3. Совпадения с линией K-149,8 Gd^{149} (жирная кривая). Тонкая кривая получена на одиночном спектрометре

В условиях наших измерений при установке спектрометра на эту линию можно было ожидать, что частично регистрируются электроны линий LM-103,3 Gd^{151}, LM-(114,8 + 115,5) Gd^{146}, K-154,5 Gd^{151}, K-155 Gd^{146} и LM-121 Eu^{147}.

По данным работ [4, 5], в спектре гадолиниевой фракции Gd^{146}, Gd^{151} и Gd^{147} в области расположения K- и LM-линий от переходов 272, 298 и 346 keV Gd^{149} не имеют конверсионных линий заметной интенсивности. Поэтому указанные совпадения могут быть связаны только с конверсионными электронами Cd^{149}.

Рис. 3 показывает наличие незначительного числа совпадений с линией K-272 Gd^{149}, отсутствие совпадений с линией K-298 Gd^{149} и интенсивные совпадения с линиями K-346 и LM-346 Gd^{149} (скорость счета на максимуме K-346 равнялась $\sim$600 имп час$^{-1}$).

К линии K-346 примешаны LM-298 Gd^{149}, а к линии LM-346 примешана линия K-396 Gd^{147}.

Но так как нет совпадений с K-298, то нельзя ожидать совпадений с LM-298; линия K-396 Gd^{147} совпадений давать не может. Соотношения

максимумов K-346 и LM-346 приблизительно одинаковые и в одиночном спектре и в спектре совпадений. Это подтверждает наше предположение, что к совпадениям (K-149,8) (K-346) и (K-149,8) (LM-346) не примешиваются никакие другие совпадения.

О существовании совпадений (γ-149,8) (γ-346) недавно сообщили Расмуссен с сотрудниками [3], изучавшие γ — γ-совпадения при распаде Gd^{149}, полученного по реакциям Sm^{147} (α, 2 n) и Eu^{147} (α, np).

Приведенные выше данные подтверждают расположение переходов в схемах распада Gd^{147} и Gd^{149}, приведенных на рис. 1.

Авторы выражают искреннюю благодарность Н. М. Антоньевой и А. А. Башилову за интерес к работе, сообщение своих результатов до опубликования и дискуссии. В измерениях принимали участие студенты Алма-Атинского университета А. Андриянова и Х. Насырова и студенты ЛГУ В. Бунаков и И. Мызников.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Сергиенко В. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 198 (1958).
2. Городинский Г. М., Мурин А. Н., Покровский В. Н., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 21, 1624 (1957).
3. Shirley V. S., Smith W. G., Rasmussen I. O., Nucl. Phys., 4, 3, 395 (1957).
4. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 895 (1958).
5. Антоньева Н. М., Башилов А. А., Джелепов Б. С., Преображенский Б. К., Изв. АН СССР. Сер. физ., 22, 906 (1958).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Д. Г. АЛХАЗОВ, А. П. ГРИНБЕРГ, К. И. ЕРОХИНА и И. Х. ЛЕМБЕРГ

КУЛОНОВСКОЕ ВОЗБУЖДЕНИЕ ЯДЕРНЫХ УРОВНЕЙ В СФЕРИЧЕСКИХ ЧЕТНО-ЧЕТНЫХ ЯДРАХ

Ниже публикуются данные, полученные при исследовании кулоновского возбуждения первых уровней изотопов Si, Ti, Cr, Fe, Ni, Zr. В качестве бомбардирующих частиц применялись трех- и четырехзарядные ионы азота, ускоренные в циклотроне до энергии в интервале 15,9 ÷ ÷ 35 MeV. При изучении кулоновского возбуждения изотопов Ti, Cr, Fe и Ni использовались мишени, обогащенные исследуемыми изотопами. Техника эксперимента описана в работах [1] и [2].

Значения тормозной способности $dE/d\rho x$ исследуемых элементов для ионов азота вычислялись путем пересчета кривых пробег-энергия для α-частиц в этих элементах по методу Лоншана [3]. Эти значения определялись также независимо по опытной кривой пробег-энергия для ионов N в Ni при использовании известного из опыта отношения тормозных способностей в Ni и исследуемом элементе для протонов, обладающих той же скоростью, что и ионы N. Значения $dE/d\rho x$, полученные обоими способами, различаются между собой не более, чем на 10%, и хорошо согласуются с известными опытными значениями для ионов N в Ni и Al.

Результаты наших измерений представлены в таблице (см. ниже). В столбце 1 даны значения $B(E2)$ приведенной вероятности перехода из основного состояния в возбужденное, полученные нами с ионами N, в графе 2 — значения $B(E2)$, полученные в нашей работе с α-частицами с $E_\alpha = 6{,}6 \div 8{,}3$ MeV [4], в столбце 3—значения $B(E2)$, полученные при работе с α-частицами, по данным других авторов. Ошибки для полученных нами значений $B(E2)$ составляют $20 \div 25\%$. В столбце 4 приведены значения времени жизни τ ядер в возбужденном состоянии, вычисленные по нашим данным, в столбце 5 — значения τ по данным работ, в которых исследовалось резонансное рассеяние γ-квантов и неупругое рассеяние электронов.

Нами определен лишь верхний предел значения $B(E2)$ для первого возбужденного уровня Si^{28}. Это связано с тем, что энергия γ-квантов ($E_\gamma \approx$ $\approx$1,8 MeV), испускаемых в результате ядерной реакции ионов N с O, совпадает с энергией первого возбужденного уровня Si^{28}. Поэтому небольшие примеси O могут увеличить определяемое на опыте значение выхода исследуемых γ-квантов. Следует, однако, заметить, что в наших опытах мишенью служил Si высокой чистоты, применяемый в полупроводниковой технике.

В столбце 1 для Zn и Zr приведены средние значения $B(E2)$ для природной смеси изотопов Zn^{64}, Zn^{66} и Zn^{68} и Zr^{90} и Zr^{92}.

Как видно из приведенных данных, наблюдается хорошее согласие значений $B(E2)$, полученных в опытах [4] с α-частицами и в опытах с ионами N для изотопов Ni и Zn. Это обстоятельство делает более достоверными данные работы [4], в которой кулоновское возбуждение уровней в изотопах Ni и Zn исследовалось в сравнительно узком диапазоне энергий α-частиц, причем значения E_α были сравнимы с энергией потенциального барьера ядра—мишени.

Приведенные вероятности переходов и времена жизни возбужденных состояний ядер, определенные методом кулоновского возбуждения

Ядро	ΔE, MeV	$(B(E2)/e^2)\cdot10^{48}$, см^4			$\tau\cdot10^{12}$, сек	
		1	2	3	4	5
Si^{28}	1,77	$\leqslant$0,038	—	—	6,7	6 [7]
Ti^{46}	0,89	0,13	—	0,056 [5]	55	
Ti^{48}	0,99	0,14	—	0,031 [5]	30	60$\pm$20 [8]
Cr^{54}	0,86	0,079	—		108	
Fe^{56}	0,885	0,070	—	0,10 [5]	125	
Fe^{58}	0,815	0,20	—		56	
Ni^{58}	1,45	0,10	0,12		5,7	
Ni^{60}	1,33	0,16	0,18		5,7	11$\pm$2 [9]
Ni^{62}	1,19	0,14	0,16		11	
Ni^{64}	1,35	0,09	0,12		8,5	
Zn^{64}	1,00	0,12	0,12	0,11 [5]	33	
Zn^{66}	1,04		0,12	0,087 [5]	28	
Zn^{68}	1,08		0,12		23	
Zr^{90}	0,92	0,12		0,08 [6]	51	
Zr^{92}	0,92					

В работе [8] на основе сопоставления имевшихся в распоряжении автора опытных данных делается вывод, что значения τ, определенные в работах по резонансному рассеянию, всегда меньше, чем значения, получаемые при исследовании кулоновского возбуждения. Наибольшее отличие имеет место в случае первого возбужденного уровня Ti^{48} с $E = 990$ keV (по данным работы [5] $\tau = 14\cdot10^{-12}$ сек). В работе [8] высказано предположение, что это расхождение, возможно, связано с тем что ядро Ti^{48} с 22 протонами и 26 нейтронами близко к замкнутой оболочечной конфигурации. Из таблицы видно, что наше значение τ в этом случае м е н ь ш е значения, определенного при помощи резонансного рассеяния.

Аналогичное соотношение по нашим данным имеет место и для первого возбужденного уровня ядра Ni^{60} (изотопа с замкнутой оболочкой по протонам). Таким образом, указание [8] о систематическом превышении значений $\tau_{\text{кул. возб}}$ над $\tau_{\text{рез. расс.}}$ не подтверждается.

Цитированная литература

1. А л х а з о в Д. Г., А н д р е е в Д. С., Г р и н б е р г А. П., Л е м б е р г И. Х., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 1365 (1956).
2. А л х а з о в Д. Г., А н д р е е в Д. С., Е р о х и н а К. И., Л е м б е р г И. Х., Ж. эксперим. и теор. физ., 33, 1347 (1957).
3. L o n g c h a m p J. P., J. Phys. Rad., 14, 89 (1953).
4. А л х а з о в Д. Г., А н д р е е в Д. С., Г а л ь п е р и н Л. Н., Г р и н б е р г А. П., Г у с и н с к и й Г. М., Е р о х и н а К. И., Л е м б е р г И. Х., Сб. Ядерные реакции при малых и средних энергиях.—Изд. АН СССР, М., 1958.
5. T e m m e r G. M., H e y d e n b u r g N. P., Phys. Rev., 104, 967 (1956).
6. S t e l s o n P. H., M c G o w a n F. K., Bull. Amer. Phys. Soc., 2, 69 (1957).
7. H e l m R. H., Phys. Rev., 104, 1466 (1956).
8. K n a p p V., Proc. Phys. Soc., 71, 194 (1958).
9. M e t z g e r F. R., Phys. Rev., 103, 983 (1956).

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. К. ВАЛЬТЕР, И. И. ЗАЛЮБОВСКИЙ, А. П. КЛЮЧАРЕВ, Г. Е. КРИВЕЦ и В. А. ЛУЦИК

О ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ ЯДЕР Ga^{67} и Ga^{68}

В настоящей работе для изучения низколежащих энергетических уровней Ga^{67} и Ga^{68} исследовалось γ-излучение, возникающее при реакциях: $Zn^{66}(p, \gamma)Ga^{67}$, $Zn^{67}(p, n\gamma)Ga^{67}$ и $Zn^{67}(p, \gamma)Ga^{68}$. Использовались мишени из цинка, изготовленные электролитическим осаждением, обогащенные изотопами Zn^{66} и Zn^{67}. Эти мишени имели следующий состав:

1) Zn^{66}—96,7%; Zn^{64}—2,1%; Zn^{68}— 0,6%; Zn^{67}— 0,4%; Zn^{70}—$<$0,1%;

2) Zn^{67}—71,4%; Zn^{66} — 15,5%; Zn^{68}—8,8%; Zn^{64}—3,5%; Zn^{70}—0,8%.

Энергия бомбардирующих протонов изменялась в интервале 1,7÷ ÷ 3,4 MeV. γ-Лучи регистрировались при помощи сцинтилляционного спектрометра, описание которого дано в работе [1].

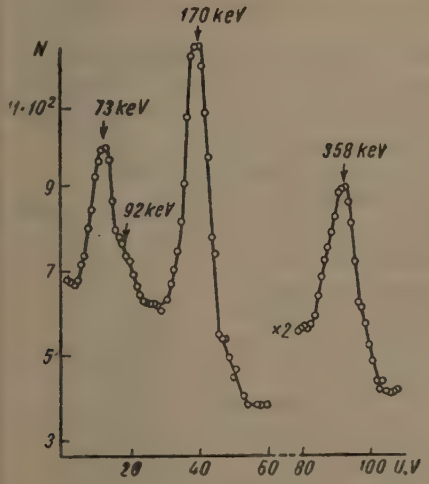


Рис. 1

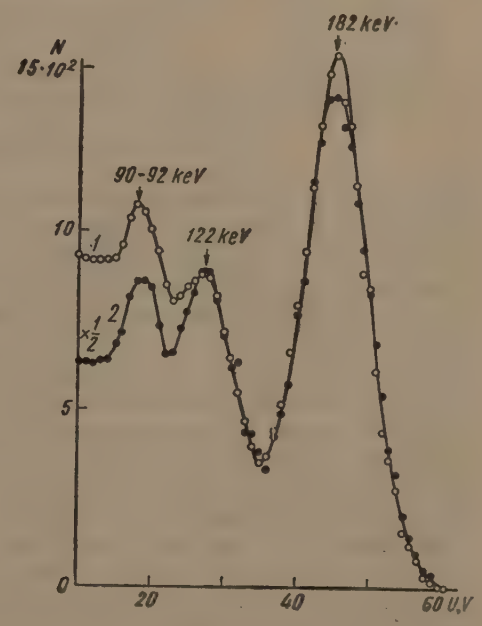


Рис. 2

Рис. 1. Низкоэнергетическая часть спектра γ-лучей, возникающих при бомбардировке мишени Zn^{66} протонами с энергией $E_p = 3{,}3$ MeV

Рис. 2. Низкоэнергетическая часть спектра γ-лучей, возникающих при бомбардировке мишени Zn^{67} протонами с энергией: $1 - E_p = 1{,}95$, $2 - E_p = 2{,}17$ MeV

При облучении Zn^{66} и Zn^{67} протонами наблюдались следующие γ-линии: 73±5; 170±3; 358±4; 510; 850 и 1190 keV от первой мишени и 73±5; 92; 122±4; 182; 296; 358±4; 510; 1100; 1190±30; 1390±30 keV от второй. Низкоэнергетическая часть этих спектров показана на рис. 1 и 2.

γ-Излучение с энергией 170 keV относится к реакции $Zn^{66}(p,\gamma)Ga^{67}$

и соответствует переходу из первого возбужденного в основное состояние Ga^{67}. Это же γ-излучение наблюдалось при β^+-распаде Ge^{67}[2]. Наблюдать γ-лучи с энергией 170 keV в реакции Zn^{67} (p, nγ) Ga^{67} не удалось из-за интенсивного γ-излучения с энергией 182 keV из реакции Zn^{67} (p, p′γ) Zn^{67}. Излучение с энергией 358 keV в реакции Zn^{66}(p,γ) Ga^{67} подтверждено реакцией Zn^{67} (p, n γ) Ga^{67}. При изучении (p,nγ)-реакции установлено, что это излучение имеет пороговый характер (рис. 3) и соответствует переходу из второго возбужденного состояния Ga^{67} в основное. Такое толкование подтверждается также наличием соответствующей нейтронной группы в реакции Zn^{67}(p, n) Ga^{67}[3]. γ-Линия 510 keV наблюдалась при облучении обеих мишеней. В случае мишени Zn^{67} эта линия отвечает излучению, возникающему при аннигиляции позитронов при β^+-распаде Ga^{68}. При облучении мишени Zn^{66} эта γ-линия может появляться из-за наличия в мишени примесей Zn^{64} и Zn^{67}, но должна обладать малой интенсивностью. Наблюдаемое при бомбардировке протонами мишени Zn^{66} интенсивное γ-излучение в области 510 keV, вероятно, связано с наличием γ-излучения, соответствующего переходу с уровня около 850 keV Ga^{67} на уровень 358 keV. Существование возбужденного состояния у Ga^{67}

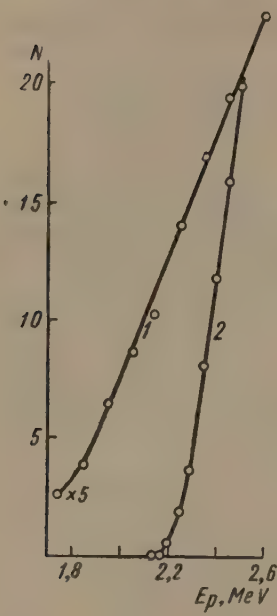


Рис. 3. Кривые возбуждения γ-лучей с энергий 122 (1) и 358 (2) keV при бомбардировке Zn^{67} протонами

с энергией около 850 keV подтверждается наличием малоинтенсивного γ-излучения, наблюдаемого нами в области 850 keV для обеих мишеней, а также наличием соответствующей нейтронной группы в реакции Zn^{67} с энергией (p, n) Ga^{67} [3]. Наблюдаемые нами γ-линии 92, 182 и 296 keV при облучении Zn^{67} протонами соответствуют реакции Zn^{67} (p, p′) Zn^{67}. Наблюдение γ-линий 388 keV у Zn^{67} затруднено из-за наличия интенсивного γ-излучения с энергией 358 keV, возникающего в результате реакции (p,γ) на Zn^{66}, который в значительном количестве содержался в мишени. γ-Линия 122 keV, наблюдаемая при облучении Zn^{67} протонами, отнесена к γ-переходу в Ga^{68}, который происходит в результате реакции Zn^{67} (p, γ) Ga^{68} и, вероятно, соответствует возбужденному состоянию Ga^{68}, поскольку это излучение не относится к реакции Zn^{67} (p, n, γ) Ga^{67}, так как наблюдается ниже порога реакции (рис. 3)* и не наблюдается в реакции Zn^{66} (p,γ) Ga^{67}, а также при распаде $Ga^{67} \rightarrow Zn^{67}$ [4].

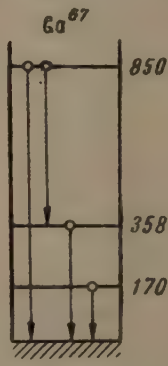


Рис. 4. Схема низкоэнергетической части уровней Ga^{67}

Подтверждение существования возбужденных состояний 188, 342, 574 keV у Ga^{68}, обнаруженных по измерению нейтронных групп [3] в реакции Zn^{68} (p, n) Ga^{68} представляет большую трудность при изучении реакции Zn^{67} (p, γ) Ga^{68}. Нами также были измерены верхняя граница γ-спектра при распаде Ga^{68} и убывание радиоактивности во времени. Граница соответствует энергии γ-квантов 2,05±0,1 MeV, а период полураспада оказался равным 69±1 мин. При этом измерению подвергался γ-спектр выше энергии 1100 keV. Нам не удалось выделить отдельные

* Порог возбуждения γ-линии 122 keV равен 1,92 MeV.

γ-линии, за исключением γ-излучений с энергией около 1100 keV. Наиболее мягкая γ-линия с энергией 73 keV обусловлена характеристическим излучением свинца. Происхождение γ-линий 1190 и 1390 keV не выяснено.

На основании проведенных измерений на рис. 4 предлагается схема низкоэнергетичных уровней ядра Ga^{67}.

Физико-технический институт
Академии наук УССР
Харьковский гос. университет
им. А. М. Горького

Цитированная литература

1. Вальтер А. К., Залюбовский И. И., Ключарев А. П., Луцик В. А., Сб. Ядерные реакции при малых и средних энергиях. — Изд. АН СССР, М., 1958.
2. Aten A. H. W., de Vries-Hamerling T., Lindner L., Physica, **19**, 1046 (1953).
3. Chapman R. A., Slattery J. C., Phys. Rev., **105**, 633 (1957). — Изд. АН СССР, М., 1958.
4. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схемы распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. К. ВАЛЬТЕР, В. Ю. ГОНЧАР, А. Н. ЛЬВОВ и С. П. ЦЫТКО

ИССЛЕДОВАНИЕ γ-ЛУЧЕЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ ПРИ БОМБАРДИРОВКЕ ПРОТОНАМИ МИШЕНИ, СОДЕРЖАЩЕЙ Ne^{20}

Введение

Низколежащие уровни ядра Ne^{21} изучались в работах [1—3], а уровни зеркального ядра Na^{21} изучались в работах [4—6].

Мидлтон [1] исследовал угловое распределение протонов при бомбардировке Ne дейтронами. Для шести групп протонов были изучены угловые распределения, найдены угловые моменты захватываемых нейтронов и определены таким образом значения спинов и четностей низколежащих уровней ядра Ne^{21}.

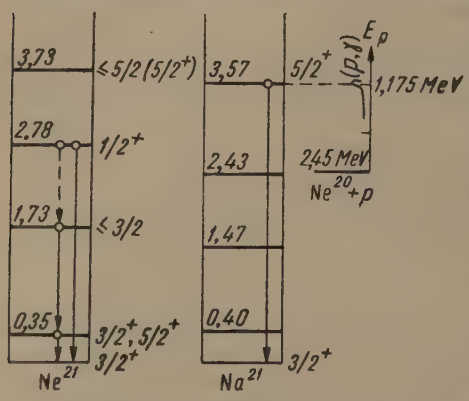


Рис 1. Низколежащие уровни зеркальных ядер Ne^{21} и Na^{21}

В работе Берроуза [2] исследовались также протоны из реакции Ne^{20} (d, p) Ne^{21} и были подтверждены значения спинов и четностей для двух уровней ядра Ne^{21} 1,73 и 2,78 MeV.

Городецкий [3] исследовал γ-лучи методом p-γ-совпадений из реакции Ne^{20} (d,pγ) Ne^{21} и установил схему распада низколежащих уровней ядра Ne^{21}.

Таким образом, для ядра Ne^{21}, используя результаты упомянутых выше работ, была дана [7] схема низколежащих уровней, приведенная на рис. 1.

Сванн [5], используя дейтроны с энергией 1 MeV, методом ядерных эмульсий исследовал реакцию Ne^{20} (d, n) Na^{21}. Он указал на существование уровня с энергией 0,40 MeV в ядре Na^{21}.

Измеряя пороги реакции Ne^{20} (d, n) Na^{21} с выходом медленных нейтронов, Мерион [6] обнаружил уровни 1,47 и 2,43 MeV для этого же ядра. Бröстрöм [4] исследовал реакцию Ne^{20} (p, γ) Na^{21} в области энергий протонов 0,5 ÷ 1,3 MeV и обнаружил один резонанс при $E = 1165$ keV, соответствующий уровню 3,57 MeV ядра Na^{21}.

Следует отметить, что низколежащие уровни ядра Ne^{21}, а также и зеркального ядра Na^{21} до сих пор изучены слабо. Квантовые характеристики уровней Ne^{21} известны неточно, а характеристики возбужденных уровней Na^{21} не известны вовсе. Между тем, сведения о низколежащих уровнях ядра с массовым числом $A=21$ весьма интересны для сопоставления их с результатами предсказаний для этих ядер обобщенной модели. Мы исследовали более подробно характеристики уровня 3,57 MeV ядра Na^{21}, используя реакцию Ne^{20} (p, γ) Na^{21}.

Эксперимент

Для ускорения протонов нами использовался электростатический генератор на 4 MeV ФТИ АН УССР с высокой степенью стабилизации и моноэнергетичности пучка протонов, описанный в работе [8].

Мишени изотопа Ne^{20} получались путем вбивания ионов Ne^{20} с энергией 10 keV в танталовую подложку в магнитном сепараторе. Толщина мишени была $\sim$ 6 keV для энергии протонов порядка 1 MeV. Такие мишени выдерживали ток порядка 5 μA в течение многих суток работы без существенного искажения результатов.

Для измерения функции возбуждения в качестве детектора γ-лучей мы использовали сцинтилляционный счетчик с кристаллом CsJ(Tl) и дискриминатор со счетной установкой. Порог дискриминатора устанавливался так, что регистрировались γ-лучи с энергией выше 1,5 MeV.

Спектры γ-лучей измерялись сцинтилляционным спектрометром с кристаллом CsJ(Tl) размерами 2 × 3 см совместно с многоканальным амплитудным анализатором с ультразвуковой «памятью». Свойства этого спектрометра и многоканального анализатора описаны в работах [9, 10].

Измерение β-активности производилось со специальной камерой мишени с тонким окном для выхода β-частиц. Мишень облучалась протонами, затем пучок протонов выключался, мишень поворачивалась на 180° и устанавливалась против окна; вылетающие из окна β-частицы регистрировались сцинтилляционным счетчиком с кристаллом CsJ (Tl) диаметром 3 см и толщиной 0,2 см, захватывающим телесный угол порядка 1 стерадиана.

Для измерения углового распределения γ-лучей использовался вращающийся от 0 до 150° вправо и влево сцинтилляционный счетчик с дискриминатором и счетной установкой. В качестве монитора служил аналогичный сцинтилляционный счетчик, установленный неподвижно под углом 90° к пучку падающих протонов. Для устранения ошибок, связанных с неточностью установки центра мишени на оси вращения счетчика, производилось изучение заведомо сферически симметричного [11] углового распределения γ-лучей с энергией 8,04 MeV из реакции Si^{30} (p, γ) P^{31} при энергии падающих протонов 620 keV. Отклонения изученного углового распределения от симметричного составляло менее 6%. Эти данные были использованы для введения поправки в результаты изучения углового распределения γ-лучей из реакции Ne^{20} (p, γ) Na^{21}.

Для определения абсолютного выхода γ-лучей из реакции Ne^{20} (p, γ) Na^{21} была установлена эффективность кристалла сцинтилляционного счетчика для энергии γ-лучей порядка 3,5 MeV расчетным путем. Ток пучка падающих протонов измерялся калиброванным интегратором тока, работающим на принципе накопления заряда на конденсаторе с периодическим разрядом последнего через неоновую газоразрядную лампу.

Результаты измерений

На рис. 2 представлена зависимость выхода (в относительных единицах) γ-лучей из мишени, содержащей Ne^{20}, от энергии бомбардирующих протонов (в интервале энергии 0,7 ÷ 1,4 MeV). Обнаружено девять резонансов (см. рисунок) при энергиях, указанных в табл. 1. В этой же таблице указаны экспериментальные ширины Γ этих резонансов на их полувысоте.

Мишень, подвергнутая бомбардировке протонами с энергией, соответствующей резонансу, исследовалась на предмет наличия β-активности. Результаты измерений β-активности представлены также в табл. 1.

Затем были исследованы спектры γ-лучей, выходящих из мишени при всех девяти резонансных энергиях бомбардирующих протонов. На рис. 3 показан вид некоторых спектров γ-лучей, а в табл. 1 приведены значения энергий γ-лучей, испускаемых используемой нами мишенью при различных энергиях бомбардирующих протонов.

Сопоставляя результаты измерения энергии резонанса, его полуширины, периода полураспада ядра, получающегося в результате бомбардировки протонами нашей мишени, а также энергии γ-лучей, испускаемых конеч-

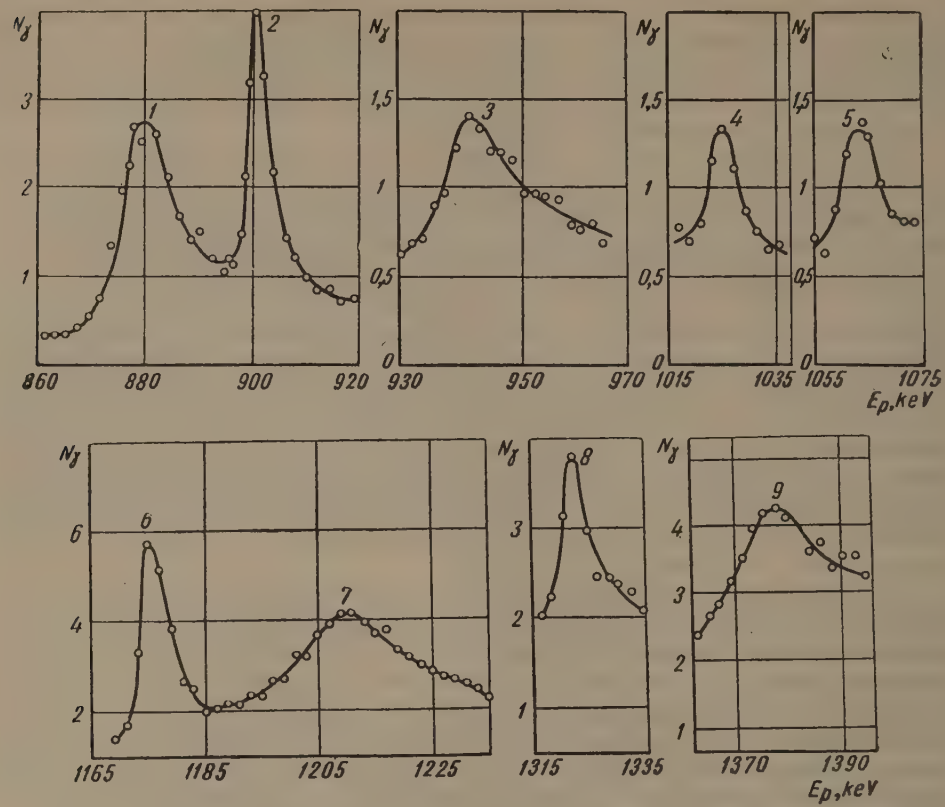


Рис. 2. Резонансные пики выхода γ-лучей из мишени, содержащей Ne^{20}

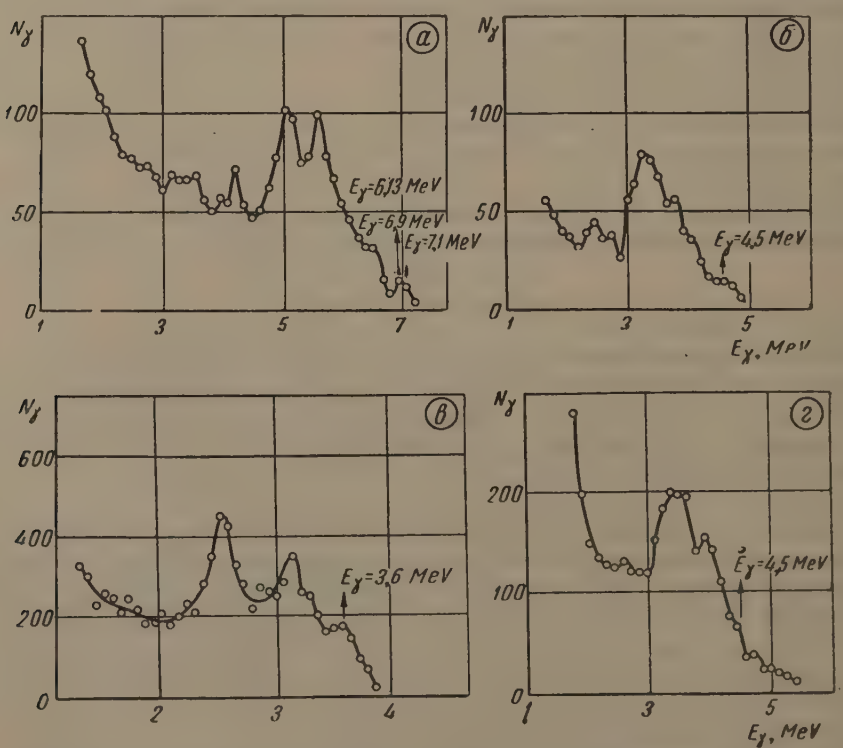


Рис. 3. Спектры γ-лучей: *а* — резонанс *1* (рис. 2), реакция F^{19} (p, αγ) O^{16}; *б* — резонанс *2*, реакция N^{15} (p, αγ) C^{12}; *в* — резонанс *6*, реакция Ne^{20} (p, γ) Na^{21}; *г* — резонанс *7*, реакция N^{15} (p, αγ) C^{12}

ным ядром, было сделано заключение о том, какой реакции принадлежит каждый резонанс. Так, сопоставляя общеизвестные данные о реакции F^{19} (p, $\alpha_0\gamma$) O^{16} [12] с нашими (см. табл. 2), следует считать, что резо-

Таблица 1

Характеристики резонансных пиков рис. 2

№ резонансов	E_p, keV	$\Gamma_{эксп}$, keV	τ β-распада	E_γ, MeV	Реакция
1	875	12	—	6,13 7,1	F^{19} (p, αγ) O^{16}
2	901	4,5	—	4,5	N^{15} (p, αγ) C^{12}
3	935	14	—	6,74	F^{19} (p, αγ) O^{16}
4	1025	5,5	1,5 мин, слабая	4,5 и больше	—
5	1060	8	3 мин	4,57 6,13	N^{14} (p, γ) O^{15}
6	1175	6	26 сек	3,60	Ne^{20} (p, γ) Na^{21}
7	1210	22	—	4,5	N^{15} (p, αγ) C^{12}
8	1322	5	—		—
9	1378	20	—		F^{19} (p, αγ) O^{16}

нансы *1*, *3* и *9* (рис. 2) указывают на наличие следов фтора в нашей мишени. Из табл. 3 и табл. 4, где сопоставлены данные работ [13, 14] с нашими измерениями, видно, что резонансы *2*, *5* и *7* (рис. 2) указывают на присутствие в нашей мишени двух изотопов азота N^{14} и N^{15}. Необходимо заметить, что резонансы, ширина которых значительно больше толщины нашей мишени, составляющей приблизительно 6 keV, вследствие малой интенсивности нами не наблюдались (например резонансы N^{14} при $E_p = 700$ keV и N^{15} при 1050 keV), так же как не наблюдались и резонансы с шириной порядка толщины нашей мишени, но имеющие слабый выход γ-лучей (например многочисленные слабые резонансы фтора).

Таблица 2

Резонансы γ-лучей из реакции F^{19} (p, αγ) O^{16}

[12]			Настоящая работа		
E_p, keV	Выход, 10^{-7} квант на 1 протон	Γ, keV	№ резонанса	E_p, keV	$\Gamma_{эксп}$, keV
873,5	3,7	5,2	1	875	12
935,3	2,0	8,0	3	935	14
1176	3,9	130	—		
1381	8,2	15,0	9	1378	20

Резонансы *4* и *8* (рис. 2) не удалось приписать какой-либо известной реакции, однако из вида γ-спектров и β-активности можно сделать заключение, что исследуемой реакции Ne^{20} (p, γ) Na^{21} они не принадлежат.

Резонанс при энергии протонов 1175 keV несомненно принадлежит реакции Ne^{20} (p, γ) Na^{21}, что следует из согласия измеренного нами значения периода полураспада наведенной β-активности, равного 26 сек, со значением периода полураспада, указанным в работах [15, 16] и равным, соответственно, 23 ± 2 сек и 22,8 ± 0,5 сек, а также из согласия значения измеренной нами энергии γ-лучей, равного 3,60 MeV, со значением Q реакции Ne^{20} (p, γ) Na^{21}, полученным из значений дефектов масс ядер, данных в работе [7]. Для Ne^{20} $\Delta = -1{,}137 \pm 0{,}007$ MeV, для Na^{21} $\Delta = 3{,}99 \pm 0{,}03$ MeV и для протона $\Delta = 7{,}5845 \pm 0{,}0014$ MeV, откуда:

$$Q = \Delta_{Ne^{20}} + \Delta_p - \Delta_{Na^{21}} = 2{,}46 \text{ MeV}.$$

Таким образом, энергия возбужденного уровня, соответствующего резонансной энергии протонов, равной 1175 keV, будет равна:

$$W = Q + E_p \frac{M_{Ne^{20}}}{M_{Ne^{20}} + M_p} = 3{,}58 \text{ MeV}.$$

Тщательные измерения спектра γ-лучей из реакции $Ne^{20}(p, \gamma)Na^{21}$ при энергии протонов 1175 keV показали, что имеется одна сильная линия γ-лучей с энергией 3,60 MeV, соответствующая переходу на основное состояние, и что каскадные переходы могут составлять не более 10% от прямого перехода (см. рис. 3).

Таблица 3

Резонансы выхода γ-лучей из реакции N^{14} (p, γ) O^{15}

[13]				Настоящая работа			
E_p, keV	Γ, keV	$W_{O^{15}}$, MeV	$\tau_{\beta+}$ ядра O^{15}	№ резонанса	E_p, keV	$\Gamma_{эксп}$, keV	$\tau_{\beta+}$ ядра O^{15}
700 ±30	10±30	8,00	2 мин	5	1064	8	3 мин
1064±2	4,8±1	8,340					
1550±20	50±20	8,79					

Затем было изучено угловое распределение γ-лучей с энергией 3,60 MeV из реакции Ne^{20} (p, γ) Na^{21} при энергии протонов 1175 keV и полученные результаты после внесения поправок на неточность установки мишени

Таблица 4

Резонансы выхода γ-лучей из реакции N^{15} (p, αγ) C^{12}

[14]					Настоящая работа			
E_p, keV	Γ, keV	σ, барн	$W_{O^{16}}$, MeV	E_γ ядра C^{12}, MeV	№ резонанса	E_p, keV	Γ, keV	E_γ ядра C^{12}, MeV
898	2,2	800	12,95	4,43	2	901	4,5	4,5
1050	150	15	13,09					
1210	22,5	300	13,24		7	1210	22	

и усреднения представлены на рис. 4. Обработка экспериментальных точек методом наименьших квадратов приводит к функции углового распределения

$$f(\theta) = 1 - 0{,}36\ \cos^2\theta + 0{,}02\ \cos^4\theta,$$

где θ — угол между направлением вылета γ-кванта и направлением падения пучка протонов.

Измерения абсолютного значения выхода γ-лучей из реакции Ne^{20} (p, γ) Na^{21} дали значение, равное $4 \cdot 10^{-11}$ γ-квант на 1 протон.

Величина выхода γ-лучей из нашей мишени для резонансов, принадлежащих реакции F^{19} (p, αγ) O^{16}, равна $8 \cdot 10^{-11}$ γ-квант на 1 протон, что указывает на присутствие в мишени фтора в количестве, в 10^4 раза меньшем, чем количество Ne^{20}.

Обсуждение результатов

Для определения значения спина возбужденного уровня с энергией 3,58 MeV ядра Na^{21} нами были рассчитаны угловые распределения для дипольных и квадрупольных γ-переходов с уровня со значениями спина от 1/2 до 7/2 на уровень со значением спина 3/2, т. е. на основной уровень ядра Na^{21}. Эти рассчитанные угловые распределения приведены на рис. 4 и в табл. 5.

Сравнивая экспериментальное угловое распределение с рассчитанным, мы пришли к заключению, что спин уровня 3,58 MeV ядра Na^{21} имеет значение 5/2, а характер перехода — дипольный.

Таблица 5

Переход	Мультипольность излучения	Угловое распределение	Кривая на рис. 4
7/2 → 3/2	Квадруп.	$1+3{,}64\cos^2\theta-2{,}7\cos^4\theta$	*а*
5/2 → 3/2	Квадруп.	$1-1{,}87\cos^2\theta+2{,}5\cos^4\theta$	*б*
5/2 → 3/2	Дипольн.	$1-0{,}5\cos^2\theta$	*в*
3/2 → 3/2	Дипольн.	$1+0{,}75\cos^2\theta$	*г*
3/2 → 3/2	Квадруп.	Изотропное	*д*
1/2 → 3/2	Квадруп.		
1/2 → 3/2	Дипольн.		
Эксперим. (5/2⁺ → 3/2⁺)	Дипольн.+4% квадруп.	$1-0{,}36\cos^2\theta+0{,}02\cos^4\theta$	*е*

Однако экспериментальное угловое распределение отклоняется от рассчитанного, что можно объяснить наличием небольшой примеси квадрупольного характера перехода. Угловое распределение, рассчитанное для смеси дипольного и квадрупольного γ-переходов [17], очень хорошо согласуется с экспериментальным, если предположить, что отношение амплитуд $E2/M1 = 0{,}04$. Тогда из характера перехода $M1 + E2$ следует, что четность уровня 3,58 MeV ядра Na^{21} будет положительная.

Таким образом, из всего изложенного выше вытекает, что возбужденному уровню с энергией 3,58 MeV ядра Na^{21} следует приписать значение спина и четности, равное $5/2^+$.

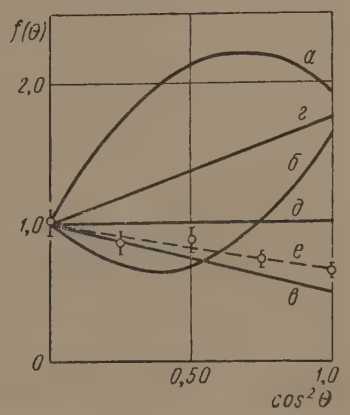


Рис. 4. Угловые распределения γ-лучей из реакции $Ne^{20}(p,\gamma)Na^{21}$. Обозначения кривых см. в табл. 5

В зеркальном ядре Ne^{21} имеется соответствующий уровень с энергией 3,73 MeV (рис. 1), для которого в работе [1] указывалось несколько возможных значений спина и четности ($5/2^+$, $3/2^+$) и ($3/2^-$, $1/2^-$). Из соответствия этих уровней можно сделать однозначный выбор для значения спина и четности уровня 3,73 MeV ядра Ne^{21}, а именно приписать ему спин и четность, равные $5/2^+$.

Авторы приносят свою глубокую благодарность М. И. Гусевой за взятый на себя труд по изготовлению мишеней, содержащих Ne^{20}, а также Е. В. Инопину за проявленный им интерес к настоящей работе и участие в обсуждении полученных результатов.

Физико-технический институт
Академии наук УССР

Цитированная литература

1. Middleton R., Tai C. T., Proc. Phys. Soc., A65, 752 (1952).
2. Burrows H. B., Green T. S., Hinds S., Middleton R., Proc. Phys. Soc., A69, 310 (1956).
3. Gorodetzky S., Muller Th., Port M., J. phys. et rad., 17, 549 (1956).
4. Bröström K. I., Huns T., Koch I., Nature, 160, 498 (L) (1947).
5. Swann S. P., Mandeville C. E., Phys. Rev., 87, 215 (A) (1952).
6. Marion J. B., Slattery J. C., Chapman R. A., Phys. Rev., 103, 676 (1956).
7. Endt P. M., Braams C. M., Rev. Mod. Phys., 29, 683 (1957).
8. Вальтер А. К., Цыгикало А. А., ПТЭ, *4*, 3 (1957).
9. Афанасьев Н. Г., Гончар В. Ю., Атомная энергия, *4*, 289 (1958).

10. Афанасьев Н. Г., Гончар В. Ю., Материалы сессии АН УССР по использованию атомной энергии в мирных целях, стр. 143.—Изд. АН УССР, Киев, 1956.
11. Антуфьев Ю. П., Вальтер А. К., Гончар В. Ю., Копанец Е. Г., Львов А. Н., Тутакин П. М., Цытко С. П., Тезисы Всесоюзной конференции по ядерным реакциям при малых и средних энергиях, стр. 47.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
12. Chao C. Y., Tollestrup A. V., Fowler W. A., Lauritsen C. C., Phys. Rev., **79**, 108 (1950).
13. Li C. W., Phys. Rev., **92**, 1084 (A) (1953).
14. Schardt A., Fowler W. A., Lauritsen C. C., Phys. Rev., **86**, 527 (1952).
15. Creutz E. C., Fox J. G., Sutton R., Phys. Rev., **57**, 567 (A) (1940).
16. Schrank G. E., Richardson J. R., Phys. Rev., **86**, 248 (L) (1952).
17. Broude C., Green L. L., Willmott J. C., International Conference on nuclear Physics, Paris, 7—12 July, 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

М. А. ЛИСТЕНГАРТЕН и И. М. БАНД

О ВЛИЯНИИ ЭКРАНИРОВАНИЯ НА ВЕРОЯТНОСТЬ *E*0-КОНВЕРСИИ НА *K*- И *L*-ОБОЛОЧКАХ ПРИ МАЛЫХ ЭНЕРГИЯХ

Мультипольность перехода определяется величиной углового момента L, передаваемого γ-квантам или электронам при переходе ядра из состояния со спином I_i в состояние со спином I_f ($|I_i - I_f| \leqslant L \leqslant I_i + I_f$), и характером изменения четности состояния ядра. Если $L = 0$ и четность не меняется, то переход называется электрическим монопольным $E0$.

Поскольку один фотон не может нести угловой момент, меньший единицы, $E0$-переходы происходят путем внутренней конверсии (в том числе парной конверсии, если энергия перехода $k > 2\,mc^2$). $E0$-конверсия идет за счет взаимодействия электрона с ядерными зарядами перехода только в то время, которое электрон проводит внутри ядра.

В последнее время интерес к $E0$-конверсии заметно возрос; это обусловлено, во-первых, тем, что $E0$-матричный элемент более тесно связан со структурой ядра, чем многие конверсионные и радиационные матричные элементы высших мультипольностей; во-вторых, было выяснено [1—3], что $E0$-конверсия возможна не только при переходе типа $0 \to 0$, но и в более широкой области переходов между любыми уровнями с одинаковыми значениями спинов и четностей. В последнем случае $E0$-конверсия успешно конкурирует с идущими параллельно $M1$ [4] или $M1 + E2$ [5] видами разрядки ядра.

Вероятность $E0$-конверсии W может быть записана в виде произведения двух множителей $\Omega\,(k, Z)$ и ρ^2:

$$W = 2\pi \sum_{if} \left| \sum_p \int \psi_f^* \varphi_f^* \left[\frac{\alpha}{|\mathbf{r} - \mathbf{r}_p|} (L = 0) \right] \varphi_i \psi_i d\tau d\tau_p \right|^2 \equiv \Omega\,(k, Z) \cdot \rho^2, \qquad (1)$$

где $\psi\,(\mathbf{r})$ — электронные, $\varphi\,(\mathbf{r}_p)$ — ядерные (протонные) волновые функции α — постоянная тонкой структуры, Z — атомный номер; интегрирование производится по области ядра; ρ — ядерная часть матричного элемента. С точностью до членов порядка r_p^4

$$\rho = \sum_p \int \varphi_f^* \left(\frac{r_p}{R_0} \right)^2 \varphi_i d\tau_p, \qquad (2)$$

где R_0 — радиус ядра. Приведенная вероятность $E0$-конверсии $\Omega\,(k, Z)$ вычисляется при подстановке в (1) электронных волновых функций, радиальные части которых $f\,(r)$ и $g\,(r)$ для малых r могут быть взяты в виде рядов:

$$f_\varkappa(r) = a_\varkappa r^{|\varkappa|-1} \sum_{n=0}^{\infty} a_n r^n \quad \text{и} \quad g_\varkappa(r) = a_\varkappa r^{|\varkappa|-1} \sum_{n=0}^{\infty} b_n r^n, \qquad (3)$$

причем $\varkappa = \mp (j + 1/2)$ при $j = l \pm 1/2$, где j и l — спин и орбитальный момент электрона. Рекуррентные формулы для a_n и b_n приведены в [6].

Из (1)—(3) следует, что в случае конверсии на K-, L_{I}-, L_{II}-оболочках

$$\Omega(k, Z) = \frac{\alpha^2 \pi}{9} a_i^2 a_f^2 R_0^4. \qquad (4)$$

Функция $\Omega(k, Z)$ была вычислена Черчем и Венезером [1, 2] для энергий перехода, превышающих пороговое значение для конверсии на K-оболочке. В их расчетах не было учтено влияние экранирования на волновые функции непрерывного спектра. Было очевидно, что при больших энергиях роль его невелика, но оставалось неясным, как велика вызванная этим приближением ошибка в их численных результатах для энергий, меньших, чем 100—150 keV от порога, т. е. для важной области энергий перехода $<$200—250 keV в тяжелых ядрах. Поскольку вероятность $E0$-конверсии быстро возрастает с увеличением Z и относительная роль $E0$-конверсии с уменьшением энергии, вообще говоря, увеличивается, можно ожидать, что (при наличии уровней с соответствующими значениями спинов) как раз в этой области Z и энергий $E0$-конверсия может оказаться наиболее существенной.

Нами были вычислены, с учетом конечных размеров ядра и с учетом

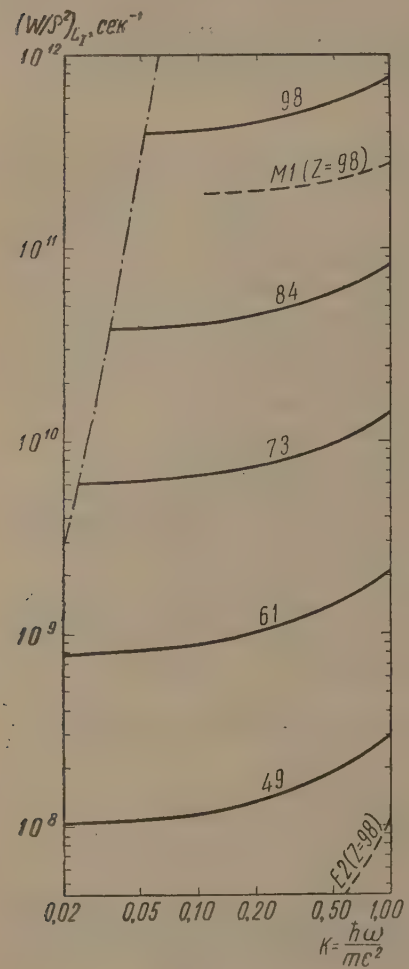


Рис. 1

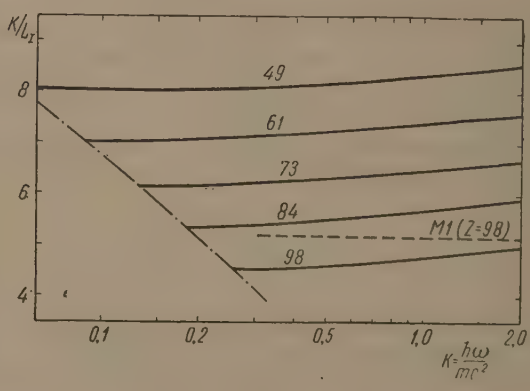


Рис. 2

Рис. 1. Вероятность $E0$-конверсии на L_{I}-оболочке, деленная на ρ^2 для различных Z, как функция энергии перехода k (в единицах mc^2). Для сравнения приведена вероятность $M1$ и $E2$ конверсии на L-оболочке ($Z = 98$) по [7, 9] (пунктир). Штрих-пунктир соответствует пороговому значению энергии для конверсии на L_{I}-оболочке

Рис. 2. Отношение вероятностей $E0$-конверсии на K_{I}- и L-оболочках для различных Z как функция энергии перехода k (в единицах mc^2). Для сравнения пунктиром приведено отношение K/L_{I} для $M1$-переходов ($Z = 98$). Штрих-пунктир соответствует пороговому значению энергии для конверсии на K-оболочке

экранирования, волновые функции электрона, амплитуды a_i a_f, и функция $\Omega(k, Z)$ для конверсии на K- и L-оболочках до энергий перехода, на 5 keV превышающих пороговые значения. Для получения электронных волновых функций дискретного и непрерывного спектров была использована модель ядра в виде равномерно заряженной сферы радиуса $R_0 = 1{,}20\, A^{1/3} \cdot 10^{-13}$ см и статистическая модель атома Томаса — Ферми — Дирака. Более подробно о вычислении этих функций см. [7].

Было выяснено, что влияние экранирования на волновые функции непрерывного спектра мало меняет приведенную вероятность $E0$-конверсии также и при малых энергиях. Для состояния $S_{1/2}$ ($\varkappa = -1$) амплитуды a_f, вычисленные нами, меньше кулоновских амплитуд с учетом конечных размеров ядра, полученных Сливом и Волчком [6], на 1% при энергии электрона в непрерывном спектре $E = 2$ (в единицах mc^2), и на 1% ($Z = 49$), 1,5% ($Z = 73$), 2,5% ($Z = 98$) при $E = 1{,}1—1{,}2$.

Соответственно, приведенная вероятность $E0$-конверсии должна уменьшиться на 2% для всех Z при энергии 500 keV над порогом, на 2% (для $Z = 49$), 3% (для $Z = 73$) и 5% (для $Z = 98$) при энергиях $50 \div 100$ keV над порогом и еще больше у самого порога. Сравнение с [2] показало*, что при использовании результатов Черча и Венезера нужно уменьшать значения $\Omega(k, Z)$ из [2] на 8% ($Z = 98$), 6% ($Z = 73$) и 2% ($Z = 49$) при малых энергиях над порогом.

Отметим, что, по нашим данным, не намного меньшая поправка к [2] требуется и при других энергиях до 500 keV над порогом, хотя из сравнения наших результатов с [6] следует, что поправка на экранирование должна уменьшаться более быстро с возрастанием энергии.

Величина $\Omega(k, Z)$ очень чувствительна к выбору R_0 (пропорциональна R_0^4). В настоящей работе приняты те же значения R_0, что и приведенные в [8].

Мы здесь не приводим график вычисленных значений $\Omega(k, Z)$ для K-оболочки, так как поправки к [2] оказались малыми и, в случае необходимости, их легко учесть, руководствуясь указанными выше цифрами. Однако ввиду возможности существования таких $E0$-переходов, которые могут идти только путем конверсии на L-оболочке, мы приводим на рис. 1 значения $\Omega(k, Z)$ для $Z = 49$, 61, 73, 84, 98 для конверсии на L_{I}-оболочке для малых энергий. Конверсия на L_{II}-оболочке невелика, и для ее нахождения достаточно точной будет экстраполяция отношения $L_{\text{I}}/L_{\text{II}}$ из [2]. Конверсия на L_{III}-оболочке ничтожно мала. При помощи рис. 1 из найденной экспериментально вероятности $E0$-конверсии на L_{I}-оболочке может быть получен параметр ρ, имеющий большое значение для теории ядра. На рис. 2 дано уточненное значение K/L_{I}. Оно меньше, чем в [2], до 4% (при малых энергиях). Для $E0$ и $M1$ отношения K/L почти совпадают, тогда как отношения K/L_{I} различаются. Это различие может иногда быть полезным для идентификации $E0$-переходов малых энергий.

Мы благодарим Л. А. Слива и Б. С. Джелепова за интерес к работе.

Ленинградский гос. университет
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Church E. L., Weneser J., Phys. Rev., **100**, 943, 1241 (1955).
2. Church E. L., Weneser J., Phys. Rev., **103**, 1035 (1956).
3. Гречухин Д. П., Ж. эксперим. и теор. физ., **32**, 1036 (1957).
4. Пекер Л. К., Слив Л. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **32**, 621 (1957).
5. Gerholm T. R., Pettersson B. G., Phys. Rev., **110**, 1119 (1958).
6. Слив Л. А., Волчок Б. А., Таблицы кулоновских фаз и амплитуд.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
7. Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии γ-излучения, ч. I. K-оболочка.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956; ч. II. L-оболочка.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1958.
8. Банд И. М., Зырянова Л. Н., Цин Чен-жуй, Изв. АН СССР. Сер. физ., **29**, 1387 (1956).
9. Moszkowski S. A., в книге: «Beta- and Gamma-Ray Spectroscopy».— Amsterdam, 1955.

* На рис. 1 в работе [2] кривая, обозначенная $Z = 80$, на самом деле относится к $Z = 85$. Из-за этой ошибки найденные значения ρ^2 для переходов 191 keV в Au^{197} [4] и 334 keV в Pt^{196} [5] занижены вдвое.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

М. Е. ВОЙХАНСКИЙ и М. А. ЛИСТЕНГАРТЕН

О ПРАВИЛАХ ОТБОРА ПРИ КОНВЕРСИОННЫХ ПЕРЕХОДАХ

Введение

В работах Слива с сотрудниками [1] было установлено, что учет конечных размеров ядра в ряде случаев весьма существенен при вычислении коэффициентов внутренней конверсии (КВК) γ-излучения ядер. Одновременно было показано, что вклад в КВК от области, занимаемой ядром, обычно настолько мал, что зависимость этого вклада от деталей ядерной структуры не может сказаться на общей величине КВК. Впоследствии выяснилось [2], что последнее утверждение несправедливо, если соответствующий γ-переход сильно запрещен (по сравнению с оценкой Вайскопфа—Мошковского [3]).

Вероятность конверсии определяется суммой двух матричных элементов — внутриядерного и внеядерного; первый из них $\langle M_e \rangle$ может подчиняться совершенно иным правилам отбора, чем матричный элемент γ-излучения $\langle U_\gamma \rangle$ и пропорциональный ему внеядерный конверсионный матричный элемент [2]. Если правила отбора таковы, что они сильно уменьшают вероятность γ-излучения и внеядерной конверсии и в то же время не влияют на величину внутриядерного конверсионного матричного элемента $\langle M_e \rangle$, то вклад области ядра в конверсию не будет малым, КВК будет зависеть от деталей ядерной структуры и точные измерения КВК могут дать важные сведения о строении ядра.

В связи с этим приобретает значение вопрос о правилах отбора для конверсии при запрещенных γ-переходах. Черч и Венезер [2] указали на три вида запрещенных $M1$-переходов, когда имеется возможность выяснить соответствующие правила отбора. Это так называемый l-запрет, запрет $M1$-компоненты в переходах $2^+ \to 2^+$ между вибрационными уровнями сферических ядер и «случайный» запрет $M1$-переходов в деформированных ядрах, вызванный совпадением гиромагнитных отношений остова и частиц вне остова (см. также [4]). Нильссон и Расмуссен [5] добавили к этому правила отбора для $E1$- и $M1$-переходов при K-запрете и запрете по асимптотическим квантовым числам в деформированных ядрах. Оказалось, что K-запрет (запрет, связанный с изменением квантового числа K—проекции полного момента на ось симметрии ядра) одинаково воздействует на матричные элементы $\langle M_e \rangle$ и $\langle U_\gamma \rangle$, в результате чего значение КВК остается нормальным. Нильссону и Расмуссену не удалось установить корреляции между запретом $\langle M_e \rangle$ и $\langle U_\gamma \rangle$ по асимптотическим квантовым числам и наличием аномалии в КВК. Из числа случаев, рассмотренных в [5], лишь аномалии в КВК переходов 26 keV, 60 keV Np^{237} и 106 keV Pu^{239} следует пока признать достоверными [6]. И если для Pu^{239} $\langle M_e \rangle$ разрешен, а $\langle U_\gamma \rangle$ запрещен, чем можно пытаться объяснить аномалию, то для обоих переходов Np^{237}, согласно [5], запрещены как $\langle M_e \rangle$, так и $\langle U_\gamma \rangle$, а это не должно способствовать появлению аномалии. Между тем характер аномалии у всех трех переходов одинаковый [6]: КВК на L_I- и L_{II}-оболочках аномально велики.

Правила отбора в [5] найдены лишь для $E1$- и $M1$-переходов.

В настоящей работе нами даны правила отбора по асимптотическим квантовым числам для конверсионного внутриядерного матричного элемента $\langle M_e \rangle$ в деформированных ядрах в общем виде для переходов любой мультипольности. Кроме того, правила отбора для электрических конверсионных переходов уточнены по сравнению с [5] путем учета полного выражения для ядерных токов перехода.

1. Матричные элементы операторов внутриядерной конверсии

Влияние ядерной структуры на КВК определяется величиной параметра $\lambda = \langle M_e \rangle / \langle U_\gamma \rangle$. В случае магнитного 2^l-польного излучения КВК зависит от одного параметра — $\lambda_l^{(0)}$. В случае электрических мультиполей КВК может зависеть от двух параметров $\lambda_l^{(+1)}$ и $\lambda_l^{(-1)}$ [7], так как в выражении для токов перехода электрического 2^l-поля входят две шаровые векторные функции $\mathbf{Y}_{lm}^{(-1)}$ и $\mathbf{Y}_{lm}^{(+1)}$ [8]. Ограничиваясь в $\langle M_e \rangle$ первым членом разложения в ряд, легко получить [2, 7]:

$$\lambda_l^{(0)} = \frac{\int (\mathbf{J}\mathbf{Y}_{lm}^{(0)}) \left(\frac{r}{R_0}\right)^{l+2} d\tau}{\int (\mathbf{J}\mathbf{Y}_{lm}^{(0)}) \left(\frac{r}{R_0}\right)^{l} d\tau} \quad \text{и} \quad \lambda_l^{(\pm 1)} = \frac{\int (\mathbf{J}\mathbf{Y}_{lm}^{(\pm 1)}) \left(\frac{r}{R_0}\right)^{l+1} d\tau}{\int (\mathbf{J}\mathbf{Y}_{lm}^{(-1)}) \left(\frac{r}{R_0}\right)^{l-1} d\tau}. \tag{1}$$

Здесь интегрирование производится только по области ядра, R_0 — радиус ядра, $\mathbf{J}$ — ядерный ток перехода, который можно взять, как обычно, в виде суммы конвекционного и спинового тока:

$$\mathbf{J} = \frac{e}{2Mi} \{\psi_f^* \nabla \psi_i - (\nabla \psi_f)^* \psi_i\} + \frac{\mu e}{2M} \operatorname{rot} \psi_f^* \vec{\sigma} \psi_i, \tag{2}$$

ψ_f, ψ_i — ядерные волновые функции конечного и начального состояния нуклона, M и μ — масса и магнитный момент нуклона. Используя (1), (2) и известные свойства шаровых векторов [8], мы получаем:

$$\lambda_l^{(0)} = \frac{\langle M_0^{(Ml)} \rangle}{\langle U_\gamma^{(Ml)} \rangle}, \tag{3}$$

$$\lambda_l^{(\pm 1)} = \frac{\langle A_l^{(\pm 1)} M_1^{(El)} + B_l^{(\pm 1)} M_2^{(El)} \rangle}{\langle U_\gamma^{(El)} \rangle}, \tag{4}$$

где

$$\left.\begin{aligned}
U_\gamma^{(El)} &= \left(\frac{r}{R_0}\right)^l Y_{lm}^*, \\
M_1^{(El)} &= \left(\frac{r}{R_0}\right)^{l+2} Y_{lm}^*, \\
M_2^{(El)} &= \left(\frac{r}{R_0}\right)^l \left[\mathbf{Y}_{lm}^0 \left\{\mathbf{L} - \frac{\mu}{2}(l+2)\vec{\sigma}\right\} - {}^1/_2 \sqrt{l(l+1)}\, Y_{lm}^*\right] \\
U_\gamma^{(Ml)} &= \left\{\nabla\left[\left(\frac{r}{R_0}\right)^l Y_{lm}^*\right]\right\} \left\{\mathbf{L} + \frac{\mu}{2}(l+1)\vec{\sigma}\right\}, \\
M_0^{(Ml)} &= \left(\frac{r}{R_0}\right)^2 \left\{\nabla\left[\left(\frac{r}{R_0}\right)^l Y_{lm}^*\right]\right\} \left\{\mathbf{L} + \frac{\mu}{2}(l+3)\vec{\sigma} - \mu \mathbf{n}(\vec{\sigma}\mathbf{n})\right\},
\end{aligned}\right\} \tag{5}$$

$$\left.\begin{aligned}
A_l^{(+1)} &= -\frac{\sqrt{l(l+1)}}{l+2}, \quad B_l^{(+1)} = \frac{1}{kMR_0^2} \cdot \frac{l(2l+3)}{l+2}, \\
A_l^{(-1)} &= \frac{l}{l+2} \qquad\qquad B_l^{(-1)} = \frac{2}{kMR_0^2} \frac{\sqrt{l(l+1)}}{l+2}.
\end{aligned}\right\} \tag{6}$$

Здесь обозначено $\langle M \rangle \equiv \int \psi_f^* M \psi_i d\tau$ и то же для $\langle U \rangle$; k — энергия перехода в единицах $m_0 c^2$, $\mathbf{L}$ — оператор орбитального момента, $\mathbf{n} = \mathbf{r}/|\mathbf{r}|$.

Знаменатели в (3) и (4) представляют собой известные выражения для матричных элементов операторов магнитного и электрического мультипольных моментов перехода из состояния i в состояние f [3]. Асимптотические правила отбора для этих матричных элементов были даны ранее как для частных случаев [9], так и в общем виде для любых мультиполей [10]. Ниже рассмотрены правила для операторов, стоящих в числителе (3) и (4).

2. Электрические мультипольные переходы

Оператор внутриядерного конверсионного перехода (числитель формулы (4)) включает два слагаемых, из которых главным членом является $M_1^{(El)}$. Второй оператор $M_2^{(El)}$ представляет собой поправку, которая не рассматривалась в [5]. Можно, однако, проверить, что к правилам отбора, отличным от правил отбора для главного члена $M_1^{(El)}$, приводит только часть оператора $M_2^{(El)}$, а именно оператор

$$M_{\text{доб}} = B_l \cdot \frac{\mu}{2} \frac{l+2}{\sqrt{l(l+1)}} \left(\frac{r}{R_0}\right)^l \Big[\sqrt{(l-m)(l+m+1)}\, Y_{l,m+1}(\sigma_x - i\sigma_y) + \\ + \sqrt{(l+m)(l-m+1)}\, Y_{l,m-1}(\sigma_x + i\sigma_y) \Big]. \qquad (7)$$

Остальную часть числителя (4) обозначим $M_{\text{осн}}$. В табл. 1 приведены правила отбора для внутриядерных конверсионных переходов произвольных электрических мультиполей отдельно для операторов $M_{\text{доб}}$ и $M_{\text{осн}}$.

$$M_{\text{осн}} = A_l M_1^{(El)} + B_l M_2^{(El)} - M_{\text{доб}}. \qquad (8)$$

Правила отбора для $M_{\text{осн}}$ из табл. 1 при $l = 1$ совпадают с найденными в [5] правилами отбора для $E1$-переходов.

Таблица 1

Правила отбора по асимптотическим квантовым числам в деформированных ядрах для внутриядерных конверсионных матричных элементов. Электрические мультипольности

Оператор	ΔK	$\Delta \Lambda$	$\Delta \Sigma$	ΔN	Δn_Z	Примечания
1	2	3	4	5	6	7
$M_{\text{осн}}$	$\pm l$	$\pm l$	0	$l+2,\ l,\ \ldots,\ -l+2$ $l-2,\ l-4,\ \ldots,\ -l-2$	2,0 0,−2	
	$\pm(l-1)$	$\pm(l-1)$	0	$l+2, l, \ldots, -l+4$ $l+2, l, \ldots, -l$ $l,\ l-2, \ldots, -l-2$ $l-4, l-6, \ldots, -l-2$	3 1 −1 −3	
	0	0	0	2,0 0,−2	2,0 0,−2	$l=2$
$M_{\text{доб}}$	$\pm l$	$\pm(l-1)$	± 1	$l,\ l-2, \ldots, -l+2$ $l-2, l-4, \ldots, -l$	1 −1	
	$\pm(l-1)$	$\pm l$	∓ 1	$l,\ l-2, \ldots, -l$	0	
	$\pm(l-1)$	$\pm(l-2)$	± 1	$l,\ l-2, \ldots, -l+4$ $l-2, l-4, \ldots, -l+2$ $l-4, l-6, \ldots, -l$	2 0 −2	$l \geqslant 2$
	0	± 1	∓ 1	2,0 0,−2	1 −1	$l=2$

В графе 1 табл. 1 указаны: матричный элемент, к которому относятся правила отбора, $M_{\text{осн}}$ и $M_{\text{доб}}$; в графе 2 — изменение K, при котором происходит конверсионный переход мультипольности l. Так как при данном $\Delta K = K_f - K_i$ переход идет с минимальной возможной мультипольностью, мы ограничиваемся значениями:

$$\Delta K = \pm l;\ \pm(l-1). \tag{9}$$

Исключение составляет случай $l = 2$, $K_i = K_f \neq 0$, когда учитывается еще $\Delta K = l - 2 = 0$. В графах 3—6 даны правила отбора по асимптотическим квантовым числам деформированного ядра Λ, Σ, N и n_Z (Λ — квантовое число проекции орбитального момента частицы на ось симметрии ядра, Σ—то же для проекции спина, N — главное осцилляторное квантовое число, n_Z — квантовое число нуклонных колебаний вдоль оси Z). $\Delta\Lambda$, $\Delta\Sigma$, ΔN и Δn_Z — допустимые изменения этих чисел. Хотя ΔK, $\Delta\Lambda$ и $\Delta\Sigma$ связаны соотношением

$$\Delta K = \Delta\Lambda + \Delta\Sigma, \tag{10}$$

для большей наглядности в таблице приведены правила отбора для всех трех квантовых чисел. Так, сразу видно, что переходы, обусловленные оператором $M_{\text{осн}}$, идут без изменения спина Σ. ΔN всегда кратно двум. В таблицу не включен случай $\Delta N = 4$ при $l = 2$, так как на практике переходы идут с минимальным возможным изменением N. Только такие ΔN и Δn_Z совместны, которые записаны в одну строку. Величины ΔN и Δn_Z не зависят от знака ΔK и $\Delta\Lambda$.

Указанные правила отбора получены для одночастичных переходов в предельно деформированных ядрах между состояниями $I_i = \Omega_i = K_i$ и $I_f = \Omega_f = K_f$ (I — спин ядра, Ω — проекция спина частицы на ось симметрии). Тем самым исключались K-запрещенные переходы и переходы на уровни ротационной полосы. Последние можно учесть, если воспользоваться правилами интенсивности Алага и др. [11].

3. Магнитные мультипольные переходы

Правила отбора по асимптотическим квантовым числам для внутриядерного конверсионного матричного элемента $M_0^{(Ml)}$ (в числителе формулы (3)) при магнитных мультипольных переходах в деформированных ядрах приведены в табл. 2. Структура таблицы, обозначения и условия, при которых велись вычисления, те же, что и для электрических мультиполей. Черч и Венезер [2] показали, что оператор, содержащий множитель $\mathbf{n}(\vec{\sigma}\mathbf{n})$ из $M_0^{(Ml)}$, приводит, по сравнению с $U_\gamma^{(Ml)}$, к новым правилам отбора по угловым переменным.

В данном случае мы получаем новые правила отбора по Λ и по Σ. Остальные слагаемые из $M_0^{(Ml)}$ приводят к правилам отбора, новым по сравнению с правилами отбора для $U_\gamma^{(Ml)}$ только по квантовым числам N и n_Z. При $l = 1$ правила отбора из табл. 2 совпадают с найденными в [5], а оператор $M_0^{(Ml)}$ с оператором, полученным в [2].

4. Электрические дипольные переходы

Сумму $b_\varkappa \lambda^{(-1)} + c_\varkappa \lambda^{(+1)}$, входящую в выражение КВК электрического мультиполя [7], можно представить в виде:

$$b_\varkappa \frac{(2l+1)(l+2)+(2l+2)\delta}{(l+2)(2l+3)} \left[\frac{\langle M_1^{(El)}\rangle}{\langle U_\gamma^{(El)}\rangle} - \right.$$

$$\left. - \frac{\delta}{kMR_0^2} \cdot \frac{(2l+3)\sqrt{l(l+1)}}{[(2l+1)(l+2)+(2l+2)\delta]} \cdot \frac{\langle M_2^{(El)}\rangle}{\langle U_\gamma^{(El)}\rangle} \right];$$

Таблица 2

Правила отбора по асимптотическим квантовым числам в деформированных ядрах для внутриядерных конверсионных матричных элементов. Магнитные мультиполи

ΔK	$\Delta\Lambda$	$\Delta\Sigma$	ΔN	Δn_Z	Примечания
$\pm l$	$\pm(l+1)$	∓ 1	$l+1,\ l-1,\ \ldots,-l-1$	0	
$\pm l$	$\pm l$	0	$l+1,\ l-1,\ \ldots,-l+3$	3	
			$l+1,\ l-1,\ \ldots,-l-1$	± 1	
			$l-3,\ l-5,\ \ldots,-l-1$	-3	
$\pm l$	$\pm(l-1)$	± 1	$l+1,\ l-1,\ \ldots,-l+3$	2	
			$l+1,\ l-1,\ \ldots,-l-1$	0	
			$l-3,\ l-5,\ \ldots,-l-1$	-2	
$\pm(l-1)$	$\pm l$	∓ 1	$l+1,\ l-1,\ \ldots,-l+1$	1	
			$l-1,\ l-3,\ \ldots,-l-1$	-1	
$\pm(l-1)$	$\pm(l-1)$	0	$l+1,\ l-1,\ \ldots,-l+1$	2; 0	При $l=1$ исключается $\Delta N=0$, если $\Delta n_Z=+2$
			$l-1,\ l-3,\ \ldots,-l-1$	0, -2	
$\pm(l-1)$	$\pm(l-1)$	0	$l+1,\ l-1,\ \ldots,-l+5$	4	$l\geqslant 2$
			$l-5,\ l-7,\ \ldots,-l-1$	-4	
$\pm(l-1)$	$\pm(l-2)$	± 1	$l+1,\ l-1,\ \ldots,-l+5$	3	$l\geqslant 2$
			$l+1,\ l-1,\ \ldots,-l+1$	1	
			$l-1,\ l-3,\ \ldots,-l-1$	-1	
			$l-5,\ l-7,\ \ldots,-l-1$	-3	
0	± 1	∓ 1	3,1	2,0	$l=2$
			$-1,3$	0, -2	
0	0	0	3,1	3, ± 1	$l=2$
			$-1,-3$	$-3,\pm 1$	

$b_\varkappa$ и $c_\varkappa$ для конверсии с K-оболочки табулированы в [7]. Значок $\varkappa$ относится к состоянию электрона в непрерывном спектре; $\varkappa$ равно l и $-l-1$ (с K- и L_{I}-оболочек), $-l$, $l+1$ (с L_{II}-оболочки). Согласно [7], $\delta=0$ для $\varkappa=-l-1$, а при $\varkappa=l$ δ весьма мало при малых энергиях перехода K для всех l, кроме $l=1$. В последнем случае для $E1$-перехода K-электрона в состояние $p_{1/2}$ непрерывного спектра $\delta\approx 1/2$. Аналогичные вычисления для L-оболочки показали, что δ равно нулю или мало всегда, при малых k, кроме $E1$-перехода в состояние $p_{1/2}$ с L_{I}-оболочки и в состояние $s_{1/2}$ с L_{II}-оболочки, когда также $\delta\approx{}^1/_2$ для $Z=92$*. В таком случае множитель при матричном элементе $M_2^{(El)}$ будет порядка единицы при $k=0{,}3$ и еще больше при меньших энергиях. (Для более легких ядер эти выводы не существенны, так как тогда внутриядерная конверсия не играет роли.)

Итак мы видим, что электрические дипольные конверсионные переходы отличаются от всех остальных радиационных и конверсионных переходов малых энергий ролью спинового члена. Не исключена возможность, что для $E1$-переходов небольших энергий в тяжелых элементах при высоких порядках запрещения γ-излучения изменение направления спина частицы вносит заметный вклад в конверсию, происходящую внутри области ядра при переходах электрона между состояниями $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$. Физически это связано с тем, что только волновые функции электронных состояний $s_{1/2}$ и $p_{1/2}$ не равны нулю при $r\to 0$. Возможно, что именно этот факт имеет отношение к аномалии в КВК Np^{237}. Переходы 26 keV и 60 keV, в отличие от остальных известных случаев сильно запрещенных по асимптотическим квантовым числам $E1$-переходов в тяжелых ядрах [5], идут с изменением спинового квантового числа Σ на единицу. Согласно правилам отбора (табл. 1), такое изменение Σ разрешено для оператора $M_{\text{доб}}$,

* Вычисление δ для L-оболочки было выполнено студентом ЛГУ Л. Мюнховым.

входящего в $M_2^{(El)}$, что и вызывает аномалию в КВК L_{I}- и L_{II}-оболочек. Однако, поскольку здесь $\Delta n_Z = 2$, это объяснение справедливо лишь при дополнительном предположении, что правила отбора и запрета по Σ и Λ играют бóльшую роль, чем по n_Z, по крайней мере для внутриядерных конверсионных переходов. Пока нет дополнительных аргументов за или против этого.

Научно-исследовательский физический институт
Ленинградского гос. университета
им. А. А. Жданова

Цитированная литература

1. Слив Л. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **21**, 770 (1951). Слив Л. А., Листенгартен М. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **22**, 29 (1952); Слив Л. А., Банд И. М., Таблицы коэффициентов внутренней конверсии гамма-излучения.— Изд. АН СССР, М.—Л. Ч. I, *K*-оболочка (1956), ч. II, *L*-оболочка (1958).
2. Church E. L., Weneser J., Phys. Rev., **104**, 1382 (1956).
3. Moszkowski S. A., в книге: «Beta - and Gamma-Ray Spectroscopy».— Amsterdam, 1955.
4. Reiner A. S., Nucl. Phys., **5**, 544 (1958).
5. Nilsson S. G., Rasmussen J. O., Nucl. Phys., **5**, 617 (1958).
6. Листенгартен М. А., Изв. АН СССР. Сер. физ., **22**, 759 (1958).
7. Green T. A., Rose M. E., Phys. Rev., **110**, 105 (1958).
8. Берестецкий В. Б., Долгинов А. З., Тер-Мартиросян К. А., Ж. эксперим. и теор. физ., **20**, 527 (1950).
9. Rasmussen J., Canavan F., Hollander J., Phys. Rev., **107**, 141 (1957); Alaga G., Nucl. Phys., 4, 625 (1957).
10. Войханский М. Е., Ж. эксперим. и теор. физ., **33**, 1004 (1957).
11. Alaga G., Alder K., Bohr A., Mottelson B., Dan. Mat.-Fys. Med., **29**, № 9 (1955); Сб. «Проблемы современной физики», № 1 (1956).

Примечание при корректуре. На доклада П. С. Самойлова на настоящем Совещании 30 января 1959 г. стало известно, что прежние данные об аномалии в отношениях конверсии на *L*-подоболочках для перехода 26 keV Np^{237} (см. [6]) не подтвердились при более тщательно выполненных измерениях.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Ю. С. ЕГОРОВ, Д. М. СЕЛИВЕРСТОВ, Г. Д. ЛАТЫШЕВ и А. И. ЖЕРНОВОЙ

УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗМЕРЕНИЯ И СТАБИЛИЗАЦИИ МАГНИТНОГО ПОЛЯ В СПЕКТРОМЕТРАХ

При работе на спектрометрах с высоким разрешением имеют большое значение точное измерение и стабилизация магнитного поля. Например, при относительной полуширине линий 0,03% требуемая степень стабилизации поля должна быть не хуже $2 \cdot 10^{-5}$. В связи с тем, что спектрометры с высоким разрешением, как правило, имеют небольшую светосилу, особое значение приобретает стабилизация магнитного поля в течение продолжительного времени.

В современных магнитных спектрометрах для исследования ядерных излучений область применяемых магнитных полей лежит в пределах от нескольких эрстед до $2 \div 3$ тысяч эрстед.

При помощи описанных в работах [1, 2] измерителей и стабилизаторов магнитных полей можно было измерять и стабилизовать магнитные поля, начиная от 120÷150 Oe [1, 2] и выше.

Настоящая работа предпринята с целью создания универсального измерителя и стабилизатора магнитного поля для спектрометров. Полная блок-схема установки приведена на рис. 1. В основу работы прибора положен принцип измерения и стабилизации магнитных полей на основе ядерного магнитного резонанса.

Основная трудность при построении подобных приборов заключается в получении удовлетворительного отношения сигнала к шуму в магнитных полях, меньших 100 Oe [3—5].

Наша установка позволяет измерять магнитные поля в интервале $3 \div 2500$ Oe. Стабилизация ведется в диапазоне 10÷2500 Oe. Значительное расширение нижнего предела удалось осуществить за счет использования метода предварительного подмагничивания воды, которая используется как водородсодержащее вещество в датчике [6].

На рис. 2 представлена схема датчика сигнала ядерной абсорбции с использованием подмагничивания. Вода из городской водопроводной сети (давление 1÷2 атм) поступает в камеру панцирного электромагнита. Благодаря перегородке и спирали, направляющей воду, которая находится в камере, вода в зазоре электромагнита находится максимально возможное время при заданном давлении. Панцирный магнит имеет наружный диаметр 450 мм, высота магнита 600 мм. Диаметр полюсных наконечников 200 мм. В зазоре 25 мм создается напряженность магнитного поля в 5000 Oe. Панцирная конструкция подмагничивающего магнита позволяет уменьшать поток рассеянного поля; это необходимо для того, чтобы исключить влияние поля подмагничивающего магнита на магнитное поле спектрометра. В нашем случае расстояние от магнита до датчика составляло 0,5 м, поток рассеянного поля от панцирного магнита составлял на этом расстоянии меньше 0,1% и не оказывал влияния на магнитное поле в зазоре спектрометра. Датчик сигнала ядерной абсорбции был изготовлен в виде полого цилиндра, на который было намотано 100 витков провода ПЭ-0,2. Датчик помещался в зазор спектрометра [7].

Использование метода подмагничивания воды позволяет увеличить отношение сигнала к шуму в 100 раз в области малых магнитных полей и

снизить предел измеримой напряженности поля до 3 Ое. При поле 10 Ое отношение сигнала к шуму составляло 20. Такое соотношение между сигналом и шумом позволяет использовать сигнал ядерной абсорбции для стабилизации поля спектрометра.

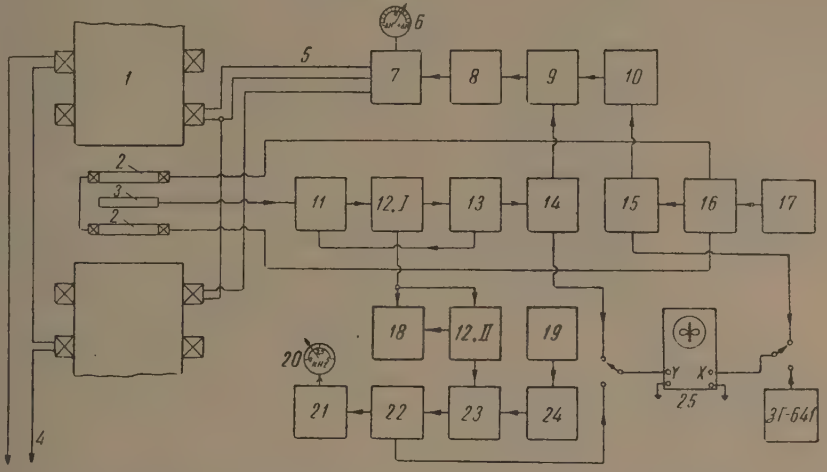


Рис. 1. Блок-схема установки: *1* — магнит, *2* — модулирующие катушки, *3* — датчик, *4* — рабочий ток магнита, *5* — регулирующий ток, *6* — индикатор стабилизации поля, *7* — управляющие лампы, *8* — усилитель постоянного напряжения, *9* — фазовый детектор, *10* — формирователь импульсов, *11* — генератор высокой частоты, *12, I* — первый усилитель в. ч., *12, II* — второй усилитель в. ч., *13* — детектор, *14* — усилитель н. ч., *15* — фазовращатель, *16* — усилитель 15 Hz, *17* — генератор 15 Hz, *18* — ламповый вольтметр, *19* — кварцевый генератор 100 kHz, *20* — индикатор частоты, *21* — частотный детектор, *22* — усилитель 0÷500 Hz, *23* — смеситель, *24* — мультивибратор 10 и 20 kHz, *25* — осциллограф

В качестве индикатора сигнала ядерной абсорбции использовалась схема высокочастотного генератора с малой амплитудой генерации [4, 8].

Эта схема в отличие от мостовой схемы, использованной в работах [1, 2], имеет большую чувствительность и проще в работе. Для перекрытия диапазона 3 ÷ 2500 Ое использовалось три сменных датчика: первый датчик с проточной водой позволял работать при малых полях и перекрывал диапазон 3 ÷ 150 Ое; второй датчик был выполнен в виде полого цилиндра из органического стекла и наполнялся дистиллированной водой с добавкой 0,5% раствора $FeCl_3$; этот датчик использовался в диапазоне 40÷250 Ое; для работы в магнитных полях выше 200 Ое использовался третий датчик, наполненный насыщенным раствором LiCl, с добавкой насыщенного раствора $FeCl_3$ (1/150 по весу). Так как гиромагнитное отношение для Li почти в 2,6 раза больше, чем у протонов, то это позволяло сузить частотный диапазон высокочастотного генератора.

При измерении и стабилизации магнитных полей в интервале 250÷ ÷ 1000 Ое использовался протонный резонанс, а в диапазоне 1000 ÷ ÷2500 Ое — резонанс ядер Li.

Используя выражение для $V_c/V_ш$ из работы [3]:

$$\frac{V_c}{V_ш} = K\xi N\gamma I\,(I+1)\left(\frac{\nu_0^3 T_2}{T_1}\right)^{1/2}$$

(где K — постоянный коэффициент для литиево-протонного датчика, ξ — часть объема датчика, занимаемая резонирующими ядрами, N — количество резонирующих ядер, γ — гиромагнитное отношение, I — спин резонирующего ядра, ν_0 — частота электромагнитных колебаний в датчике, T_1 — спин-решеточное время релаксации, T_2 — спин-спиновое взаи-

модействие), мы получили, что на литиево-протонном датчике отношение сигнала к шуму для протонов при напряженности магнитного поля 100 Oe равно отношению сигнала к шуму для ядер лития при 1000 Oe. Отношение сигнала к шуму для протонов при 100 Oe оценивалось нами и равнялось 30.

Таким образом литиево-протонный датчик позволяет получить вполне удовлетворительный сигнал, пригодный для стабилизации магнитных полей в диапазоне 100 ÷ 2500 Oe.

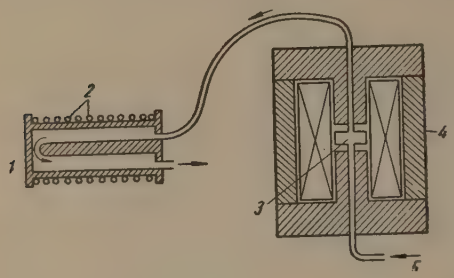


Рис. 2. Схема использования датчика с подмагничиванием проточной воды: *1* — датчик, *2* — обмотка датчика, *3* — камера подмагничивания, *4* — панцирный магнит; *5* — городская водопроводная сеть

При работе на спектрометрах имеет большое значение точность относительных измерений магнитного поля в широком диапазоне, поэтому желательно иметь наименьшее число датчиков в измерителе и стабилизаторе поля. Эта необходимость вызвана тем, что при смене датчиков из-за механических неточностей в геометрическом положении датчика в зазоре магнита возникает ошибка при обработке физических величин, измерения которых производились на разных датчиках.

Используя датчик с подмагниченной водой в схеме с дополнительными катушками индуктивности и емкостями, удалось одним датчиком перекрыть диапазон 3 ÷ 1000 Oe, что на нашем приборе [7] соответствует интервалу $H\rho$ 24 ÷ 8000 Gs·см.

Для получения сигнала ядерной абсорбции в установке использовалась видоизмененная схема генератора Франклина, предложенная Паундом [8] (*Л20* — рис. 3).

Включенный в катодную цепь потенциометр позволяет выбрать режим генерации, при котором используется участок анодно-сеточной характеристики с максимальной крутизной. Амплитуда колебаний поддерживается меньше 0,1 V за счет подачи смещения на правую сетку второй половины триода. Для поддержания постоянного уровня генерации в широком диапазоне изменения частоты на правую сетку *Л20* подается выпрямленное напряжение высокочастотных колебаний с нагрузки детектора, которое определяется средним значением тока в детекторе.

В схему введен широкополосный усилитель на двух лампах 6Ж5П (*Л21*, *Л22*). Полоса пропускания усилителя выбрана в интервале 10 kHz ÷ 5 MHz на уровне 0,7, при коэффициенте усиления на средних частотах 40. Этот коэффициент усиления высокочастотного напряжения вполне достаточен для задания первоначального смещения связи на сетку генераторной лампы. Постоянная времени цепи обратной связи (12 сек) выбрана из условия фильтрации низкочастотного напряжения, которое выделяется на нагрузке детектора и для устранения паразитной амплитудной модуляции. В качестве детектора использовался диод 6Х2П (*Л24*).

После детектора сигнал ядерной абсорбции поступает на вход усилителя низкой частоты. На входе усилителя предусмотрена регулировка амплитуды сигнала. Коэффициент усиления усилителя мог плавно меняться в интервале 0 ÷ 2000 при полосе пропускания 10 ÷ 40 Hz. Такая частотная характеристика усилителя позволяет уменьшить амплитуду шумов, что существенно при работе в малых полях.

При модуляции магнитного поля с частотой 15 Hz (амплитуда модуляции меньше ширины сигнала ядерной абсорбции) весь спектр сигнала ядерной абсорбции укладывается в частотную характеристику низкочастотного усилителя 15 ÷ 30 Hz.

С выхода низкочастотного усилителя сигнал абсорбции подается на блок стабилизации и на осциллограф для визуального наблюдения.

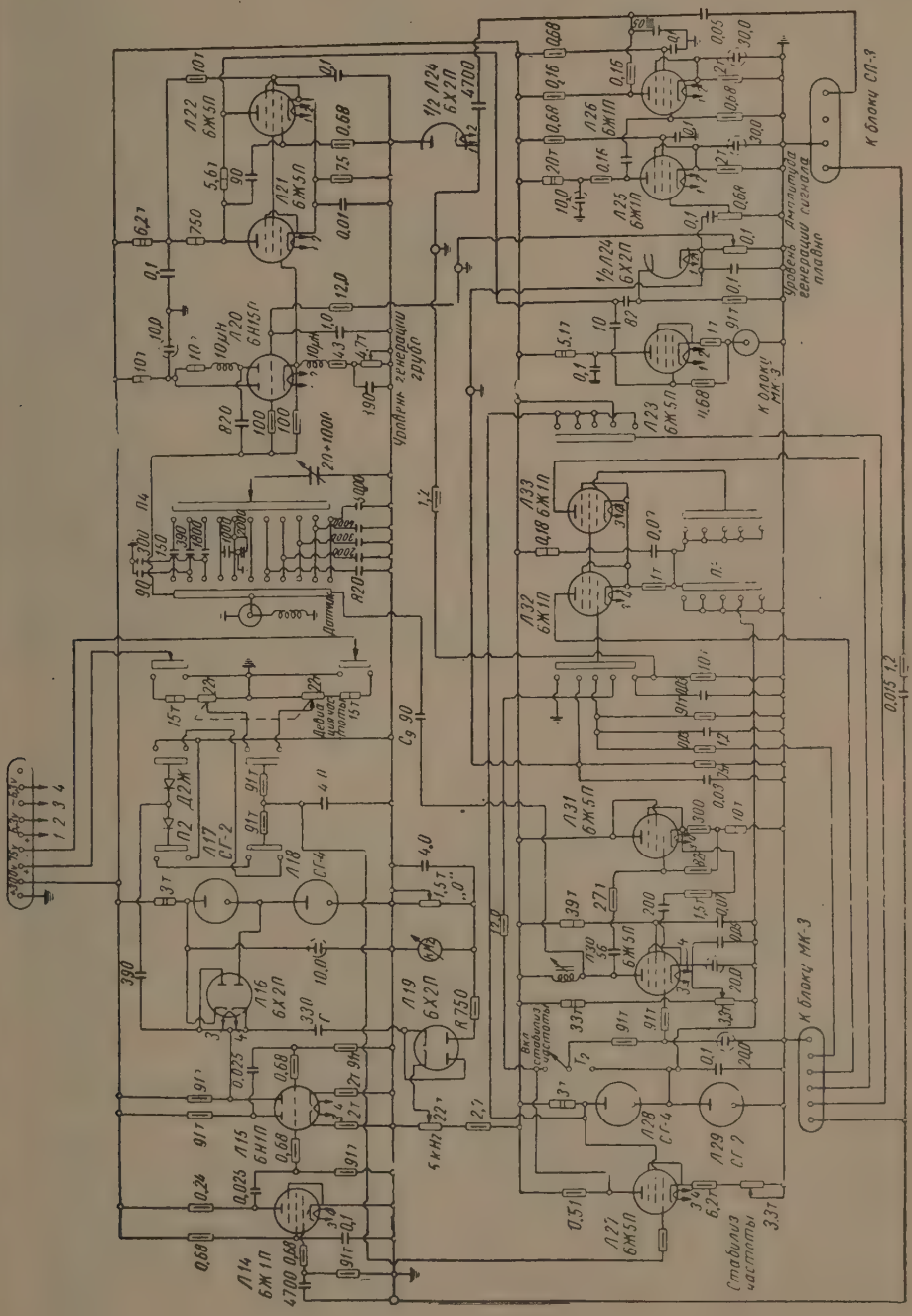


Рис. 3. Схема индикатора сигнала ядерного резонанса

В ранних работах в стабилизаторах магнитного поля для индикации ядерного сигнала использовались мостовые схемы, которые питались от стабильных источников высокочастотного напряжения. При использовании в качестве индикатора ядерного сигнала генератора малых амплитуд требуется стабилизация его частоты (стабильность частоты генератора составляет 10^{-4} за час работы).

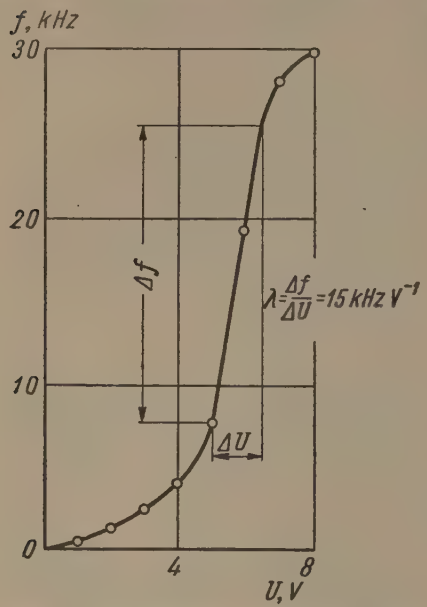


Рис. 4. Зависимость $\Delta f = F(U_c)$ для девиационного каскада (лампа 6Ж5П)

Для стабилизации частоты в данной установке используется реактивная лампа 6Ж5П (*Л30*). Режим работы лампы выбран так, что в ее аноде переменная составляющая синусоидального напряжения отстает по фазе на $\pi/2$ от значения анодного тока. Таким образом реактивную лампу можно рассматривать как емкость (при подключении анода лампы к *LC*-контуру генератора) [9].

Так как $C_э \approx kS$, где k — постоянный коэффициент для данной схемы, а S — крутизна анодно-сеточной характеристики, величина $C_э$ будет меняться в зависимости от смещения на сетке лампы, так как $S = f(U_c)$.

Изменение собственной частоты колебательного контура может быть определено:

$$\Delta f = f_0 \left[1 - \frac{1}{\left(1 + \frac{kS}{C_0}\right)^{1/2}} \right],$$

где f_0 — частота *LC*-контура без реактивной лампы.

Таким образом реактивная лампа дает возможность подстраивать частоту *LC*-генератора путем изменения смещения на сетке лампы. В данной схеме смещение на сетку реактивной лампы подавалось путем преобразования и усиления (*Л27*) разностного напряжения от разностной частоты, которая образуется при сравнении частоты *LC*-генератора с одной из гармоник кварцованного мультивибратора (см. [10]). Чтобы реактивная лампа не нагружала колебательный контур генератора, напряжение на сетку *Л30* подается через катодный повторитель *Л31*.

Используя подобную схему, мы смогли получить стабильность частоты генератора не хуже, чем $8 \cdot 10^{-6}$ в широком диапазоне частот.

На рис. 4 представлена зависимость $\Delta f = F(U_c)$ для лампы типа 6Ж5П. Ручкой «девиация частоты» (рис. 3) предусмотрена возможность плавной подстройки частоты генератора в пределах 5 kHz. На передней панели блока ЯМ-3 была укреплена шкала, на которой частотный диапазон 0,17 ÷ ÷4,1 MHz был разбит на восемь диапазонов: 1-й — 4,1 ÷ 3,0 MHz, 2-й — 3,3 ÷ 2,0 MHz, 3-й — 2,3 ÷ 1,5 MHz, 4-й — 1,6 ÷ 1,1 MHz, 5-й — 1,1 ÷ 0,9 MHz, 6-й — 0,9 ÷ 0,38 MHz, 7-й — 0,4 ÷ 0,3 MHz, 8-й — 0,3 ÷ 0,17 MHz. Шкала 8-го диапазона имела 50 равномерных делений. Отсчет частоты по этому диапазону производился по таблицам. Диапазоны 1 ÷ 7 имели деления через 20 kHz. Таким образом по шкале прибора производился отсчет частоты с точностью до 10 kHz. К этому отсчету добавлялся отсчет, полученный по шкале прибора измерителя частоты (см. [10]).

При работе с датчиком, использующим проточную воду, в схеме предусмотрено еще шесть отдельных диапазонов (на рис. 3 эти диапазоны не

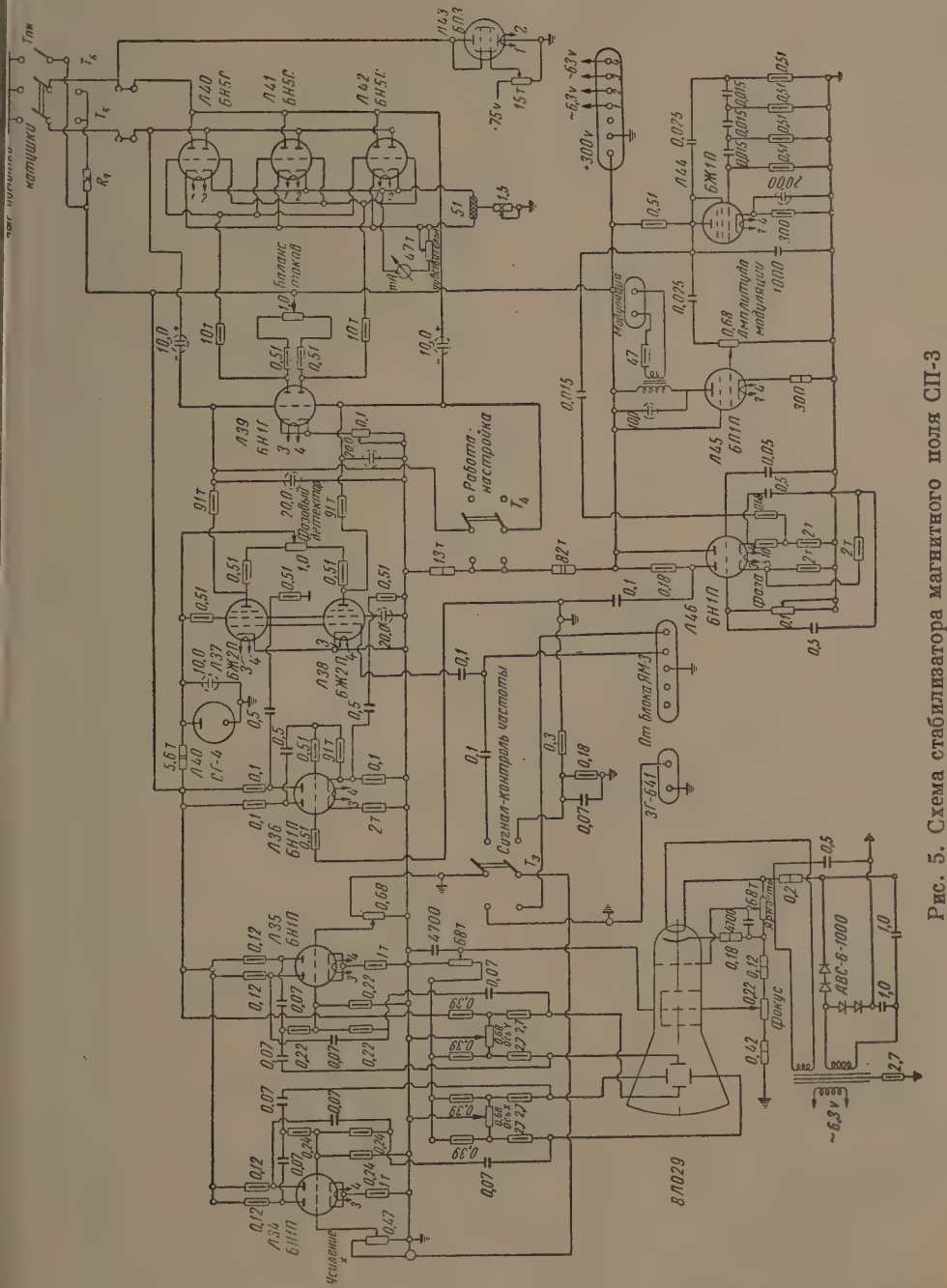


Рис. 5. Схема стабилизатора магнитного поля СП-3

указаны). Отсчет частоты при работе с этим датчиком ведется по шкале 8-го диапазона при помощи таблиц. Датчики, которые использовались для работы в диапазоне от 40 Ое и выше, имели объем, содержащий вещество с резонирующими ядрами 14 см³.

В данной установке взята за основу и модернизирована схема стабилизатора поля, описанная в работе [2]. Эта схема приведена на рис. 5.

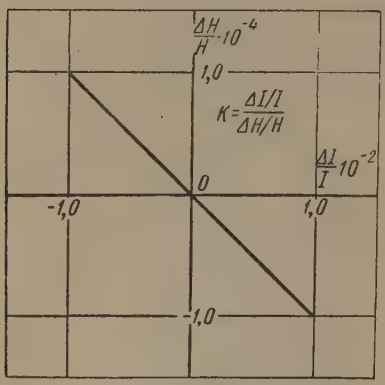


Рис. 6. Зависимость магнитного поля в зазоре электромагнита от изменения главного тока в обмотке при включенной стабилизации

Сигнал ядерной абсорбции поступал на синхронно-фазовый детектор *Л37*, *Л38*. На выходе детектора сигнал, пропорциональный отклонению магнитного поля от первоначального значения, усиливался усилителем постоянного напряжения и управлял током в дополнительных обмотках. В блоке стабилизатора поля СП-3 собрана схема генератора синусоидального напряжения 15 Hz. Напряжение от генератора подается на модулирующие катушки датчика сигнала ядерной абсорбции, а также через фазовращатель *Л46* поступает на синхронно-фазовый детектор. В этом же блоке собран осциллограф для визуального наблюдения сигнала.

Коэффициент стабилизации схемы K в широком диапазоне магнитных полей равен 100 (рис. 6). Точность измерения магнитного поля на нижнем пределе оценивалась как $(3 \div 4)\cdot 10^{-4}$. Для магнитных полей свыше 100 Ое точность измерения лучше, чем 10^{-5}.

Питание анодных цепей всей установки производилось от двух выпрямителей типа ВС-12. Накальные цепи блока ЯМ-3 питались от выпрямителя ВС-13.

Ленинградский институт
инженеров железнодорожного транспорта
им. В. Н. Образцова

Цитированная литература

1. Егоров Ю. С., Латышев Г. Д., ПТЭ, *2*, 80 (1956).
2. Егоров Ю. С., Латышев Г. Д., Трулев Ю. И., ПТЭ, *5*, 41 (1957).
3. Blombergen N., Purcell E., Pound R., Phys. Rev., 73, 679 (1948).
4. Сергеев А. Г., Латышев Г. Д., Леонов В. Д., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 369 (1956).
5. Жерновой А. И., Латышев Г. Д., Сергеев Д. Г., ПТЭ, *2*, 60 (1957).
6. Жерновой А. И., Егоров Ю. С., Латышев Г. Д., ПТЭ, *2*, 115 (1958).
7. Латышев Г. Д., Сергеев А. Г., Крисюк Э. М., Острецов Л. А., Егоров Ю. С., Ширшов Н. И., Изв. АН СССР. Сер. физ., 20, 354 (1956).
8. Pound R. V., Knight W. D., Rev. Sci. Instr., 21, 219 (1950).
9. Harry D., Helerich J., Electronics, 4, 120 (1948).
10. Егоров Ю. С., Селиверстов Д. М., Латышев Г. Д., см. настоящий номер журнала, стр. 251.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Ю. С. ЕГОРОВ, Д. М. СЕЛИВЕРСТОВ и Г. Д. ЛАТЫШЕВ

ИЗМЕРИТЕЛЬ ЧАСТОТЫ ДЛЯ ЯДЕРНОГО РЕЗОНАНСА

При использовании ядерного резонанса для измерения и стабилизации магнитных полей точность измерения магнитного поля определяется точностью измерения частоты высокочастотного напряжения, так как

$$H_0 = \frac{2\pi}{\gamma} f_0 \quad \text{или} \quad H_0 = k f_0,$$

где H_0 — измеряемое поле, γ — гиромагнитное отношение, k — постоянный коэффициент для определенного сорта ядер.

В основу метода измерения частоты положен метод сравнения измеряемой частоты с частотой кварца.

На рис. 1 представлена блок-схема, которая использовалась в данной установке.

От кварцевого генератора *1* с частотой 100 kHz синхронизуется мультивибратор *2*, который делит частоту генератора на 5 и 10; таким образом на выходе мультивибратора получаются прямоугольные импульсы с частотой следования 20 и 10 kHz соответственно.

Далее, дифференцированные импульсы вместе с измеряемой частотой поступают на смесительный каскад *5*.

Образовавшаяся разностная частота между измеряемой частотой и ближайшей гармоникой мультивибратора выделяется избирательным усилителем низкой частоты *7* и поступает на схему частотного детектора *8*, к выходу которого подключен шкальный прибор *9*. Сумма частот в рассмотрение не принимается, так как их амплитуда на нагрузке детектора мала. В схеме имеется пересчетное устройство на 4 (*6*), которое делит частоту мультивибратора, что необходимо для калибровки шкалы прибора частотного детектора.

Наиболее распространенной схемой кварцованного генератора является схема с включением кварца между сеткой и катодом электронной лампы. В данной схеме кварцевый генератор собран по бесконтурной схеме. В такой схеме частота кварцевого генератора мало зависит от межэлектродной емкости лампы.

Генератор собран на пентоде 6Ж8 (*Л1*, рис. 2).

Кварц заключен в вакуумный баллон и находится в термостате. Температура термостата при помощи термостолбика поддерживается постоянной (60 $\pm$ 0,2)° С. В термостате вмонтирован термопредохранитель на 80°.

Настройка и проверка стабильности частоты кварцевого генератора производилась методом сравнения частоты генератора с эталонной частотой.

После 30-мин прогрева уход частоты генератора за 24 часа работы не превышал 10^{-6}.

Через буферный каскад *Л2* частота кварцевого генератора подается для синхронизации на мультивибратор. Буферный каскад необходим для того, чтобы исключить влияние мультивибратора на кварцевый генератор.

Мультивибратор *Л3—Л4* собран на пентодах 6П9. Для работы в схеме мультивибратора выбраны лампы с большой крутизной; это дает возможность получить прямоугольные импульсы с передним фронтом порядка 0,1 мксек$^{-1}$. Таким образом получается спектр кратных гармоник со значительной амплитудой вплоть до тысячной.

При делении частоты кварцевого генератора на 5 (нечетная гармоника кварцевого генератора) синхронизирующее напряжение подается на сетку *Л3*.

При делении частоты на 10 (четная гармоника) синхронизирующее напряжение подается на обе сетки ламп мультивибратора *Л3* и *Л4*.

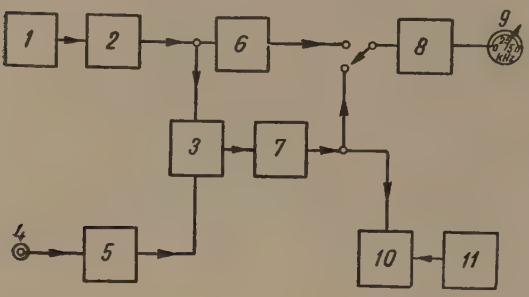


Рис. 1. Блок-схема измерителя частоты МК-3: *1* — кварцевый генератор частотой 100 kHz, *2* — мультивибратор 10 и 20 kHz, *3*—смеситель, *4* — вход высокой частоты, *5* — усилитель высокой частоты, *6* — пересчетная схема на 4, *7* — усилитель 0÷5000 Hz, *8* — частотный детектор, *9* — индикатор частоты, *10* — осциллограф, *11* — звуковой генератор ЗГ-641

Для жесткой синхронизации период собственных колебаний мультивибратора выбирается из условия:

$$T = (1{,}4 \div 1{,}8)\, kT_c,$$

где T_c — период синхронизующего напряжения, k — коэффициент деления синхронизующей частоты, T — период собственных колебаний мультивибратора, собранного на пентодах [1].

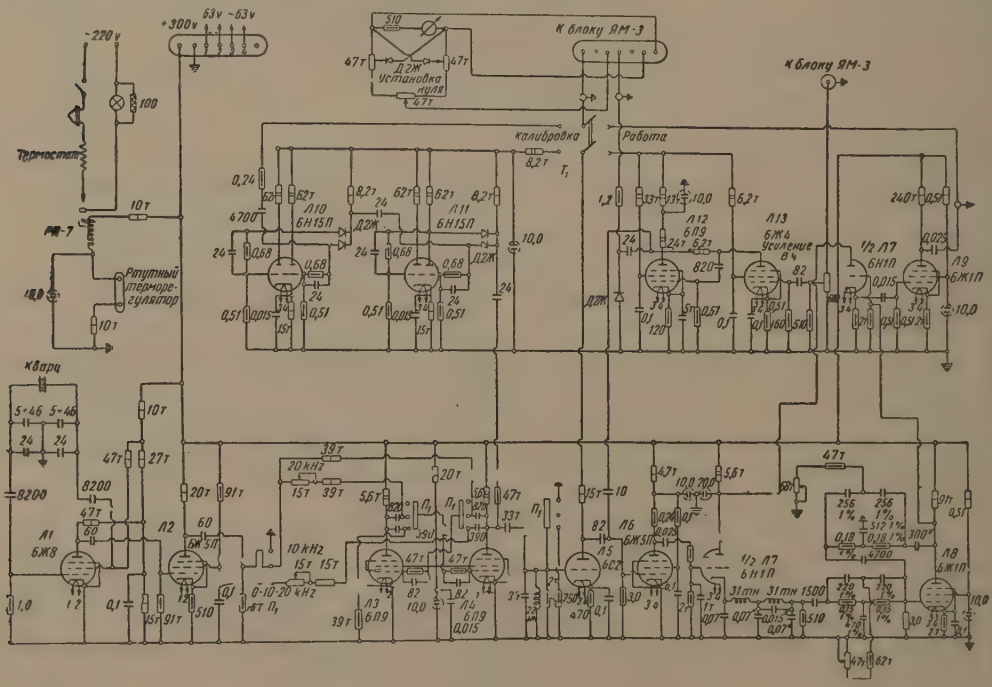


Рис. 2. Схема измерителя частоты МК-3

При замене ламп мультивибратора в схеме предусмотрена подстройка периода собственных колебаний мультивибратора.

С выхода мультивибратора прямоугольные импульсы, после дифференцирования на *RCL*-контуре, поступают на усилительный каскад *Л5*.

Режим работы каскада выбран так, что при большом положительном напряжении на управляющей сетке возникают сеточные токи. Из-за нелинейности между сеточным током и сеточным напряжением получается

искусственное увеличение коэффициента усиления каскада для более высоких гармоник мультивибратора.

На сетку смесительного каскада *Л6* вместе с импульсами от мультивибратора подается измеряемая частота f_x. Лампа *Л6* работает как детектор и усилитель низкой частоты.

Разностная частота между f_x и ближайшей гармоникой мультивибратора (при делении частоты кварца на 10) лежит в пределах 0÷5 kHz (на рис. 3 f_1 и f_2; разностные частоты, бóльшие 10 kHz, в рассмотрение не принимаются).

В аноде *Л6* мы будем иметь, кроме суммы частот, два близких низкочастотных сигнала:

$$f_1 = f_x - 10^4 n \quad \text{и} \quad f_2 = 10^4 (n+1) - f_x,$$

где n — целочисленное значение $n = f_x/10^4$, определяемое при помощи лимба шкалы измерителя магнитного поля (см. [2]) или другого грубого измерителя частоты.

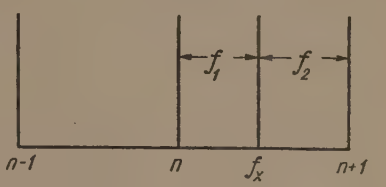


Рис. 3. Получение разностных частот при измерении частоты f_x

Для разделения частот f_1 и f_2 собран усилитель низкой частоты, характеристика которого изображена на рис. 4; усилитель работает на лампе 6Н1П и двух пентодах типа 6Ж1П.

Для подавления частот, бóльших 5 kHz, в схеме используется двойной Г-образный фильтр с малым выходным сопротивлением.

Индуктивности фильтра намотаны на альсиферовых тороидальных сердечниках.

Для увеличения наклона частотной характеристики в области 4,9 ÷ ÷5,1 kHz используется два Т-образных моста.

При тщательном подборе элементов моста удается хорошо скорректировать частотную характеристику усилителя. Таким образом, выделенная разностная частота поступает на измеритель низкочастотного напряжения (рис. 2 [2], *Л14÷Л19*).

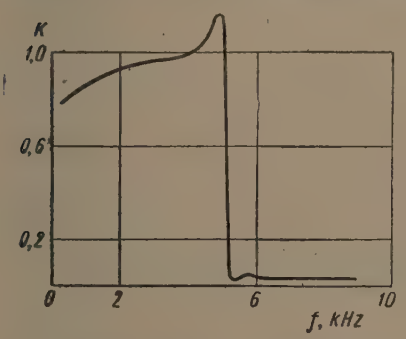


Рис. 4. Частотная характеристика избирательного усилителя

Лампы *Л14* и правая половина *Л15* работают в режиме усилителя с ограничением положительного входного сигнала. Во второй половине *Л15* в анодной цепи происходит формирование синусоидального напряжения в прямоугольные импульсы постоянной амплитуды.

При помощи такой схемы удается получить постоянство выходной амплитуды сформированных импульсов при изменении входного напряжения в интервале 0,5 ÷ 60 V.

Дифференцированные прямоугольные импульсы поступают на диодный детектор, нагрузкой которого служит шкальный прибор типа М24 на 100 μA.

Если U_2 — напряжение на клеммах прибора — много меньше, чем амплитуда прямоугольных импульсов, поступающих из анода ограничителя, U_m, то $U_2 \sim U_m CRf$, где C — емкость дозирующего конденсатора в схеме частотомера, R — нагрузка детектора, f — частота следования прямоугольных импульсов, сформированных из синусоидального напряжения.

Таким образом отсчет по шкале прибора прямо пропорционален частоте на входе частотомера. Отклонение на полную шкалу прибора соответствует частоте 5,1 kHz (цена деления шкалы прибора 100 Hz).

В схеме предусмотрена калибровка шкалы частотомера. При вклю-

чении T_1 (рис. 2) в положение «калибровка» на вход частотомера подаются импульсы с частотой следования 2,5 и 5 kHz при синхронизации мультивибратора на 10 и 20 kHz соответственно.

Ошибка в отсчете частоты при снятии показаний по шкале прибора составляет $\pm$ (7÷10) Hz. Чтобы уменьшить ошибку при абсолютном измерении частоты, в схеме предусмотрено подключение осциллографа, при помощи которого можно измерять частоту по фигурам Лиссажу, используя для этой цели звуковой генератор типа 641. В этом случае ошибка составляет $\pm$ 2 Hz.

При измерении частоты, большей чем 4950 Hz, по шкале прибора возникает ошибка, вызванная плохим разделением частот биений от соседних гармоник кварца избирательным усилителем (см. рис. 3, 4), так как f_1 и f_2 различаются всего на 100 Hz.

Чтобы избежать этой ошибки, в приборе предусмотрено переключение частоты мультивибратора на 20 kHz; тогда разность между f_1 и f_2 составит 10 100 Hz и ошибка измерения, связанная с частотой f_2, исключается.

Как видно из рис. 3, при увеличении f_x разностная частота f_1 увеличивается, а f_2 уменьшается. Так как частота $f_2 > 5000$ Hz, то на входе частотомера после избирательного усилителя выделится только частота f_1.

Для получения отсчета значения частоты f_x следует к значению частоты n-й гармоники мультивибратора (n определяется по шкале ЯМ-3, см. [2]) прибавить показания, снятые по шкале прибора.

Если $f_1 > f_2 < 5$kHz, то на вход измерителя поступит частота f_2, т. е. разность между f_x и $(n+1)$-гармоникой кварца. При увеличении f_x частота f_2 уменьшается (см. рис. 3).

Для определения значения частоты следует от значения $(n+1)$-гармоники мультивибратора вычесть показания прибора.

Для облегчения работы с измерителем шкала прибора частотомера имеет двойные значения: верхняя шкала частотомера имеет значения в интервале 0 ÷ 5,1 kHz, нижняя шкала — в интервале 4,9 ÷ 10 kHz. Если при увеличении f_x стрелка отклоняется вправо — пользуются верхней шкалой; влево — нижней шкалой.

Данная схема частотомера была использована для получения сигнала ошибки при стабилизации частоты генератора, который использовался для индикации сигнала ядерной абсорбции (см. рис. 2 в [2]).

На переключателе $П_2$ собрана схема сравнения напряжения выхода частотомера с постоянным опорным напряжением. Ручка $П_2$ выведена на переднюю панель прибора. Если для измерения и стабилизации используется разностная частота f_1, ручка переключателя должна стоять в положении «верхняя шкала», при использовании частоты f_2 — в положении «нижняя шкала».

Сигнал ошибки через усилитель постоянного напряжения подавался на сетку реактивной лампы. Питание схемы измерителя частоты производится от выпрямителя ВС-12.

Ленинградский институт
инженеров железнодорожного транспорта
им. В. Н. Образцова

Цитированная литература

1. Бонч-Бруевич А. М., Применение электронных ламп в экспериментальной физике. — Гостехиздат, 1956.
2. Егоров Ю. С. и др., См. настоящий номер журнала, стр. 244.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Ю. А. НЕМИЛОВ, А. Н. ПИСАРЕВСКИЙ и Л. Д. СОШИН

γ-ЛУЧИ ПРИ РАСПАДЕ As^{78}

При распаде As^{78} ($T = 90$ мин) наблюдаются две группы β^--частиц ($E_{гр} = 4{,}1$ (70%) и 1,4 (30%) MeV). Наблюдались также γ-лучи 0,27 [1] и 0,615 [2] MeV.

Мы получали As^{78} по реакции (n, p) при бомбардировке разделенного Se^{78} нейтронами с энергией 14 MeV. Изучение γ-спектра производилось при помощи сцинтилляционного γ-спектрометра, в котором применялся 128-канальный анализатор с автоматической записью данных [3].

При измерениях мы использовали как однокристальный спектрометр в обычных геометрических условиях (ФЭУ-С и NaJ (Tl), ϕ 30 мм, высотой 40 мм) так и суммирующий спектрометр в геометрии 4π (ФЭУ-13м, CsJ(Tl), ϕ 50 мм, $h = 50$ мм). В последнем случае измеряемый источник помещался в центре кристалла.

При измерениях в условиях геометрии однокристального спектрометра наблюдались следующие γ-линии: 500 keV ($T = 5 \div 6$ мин); 270, 610, 800, 1280, 2680 keV (линии большой интенсивности, $T = 90 \pm 10$ мин); 80, 345, 690, 1200, 1620, 1880, 2020 и 2160 keV (линии малой интенсивности, $T = 90 \pm 10$ мин). Имеется подозрение (исходя из формы спектра) на присутствие в γ-спектре линии весьма малой интенсивности с энергией ~2400 keV.

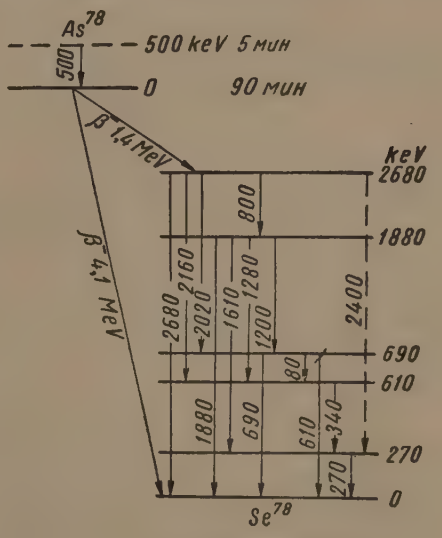


Схема распада As^{78}

В условиях геометрии суммирующего спектрометра отчетливо наблюдались три суммарные линии с периодом $T = 90 \pm 10$ мин: 420, 1620, 2700 keV. Наблюдаемые γ-линии с периодом ~90 мин могут быть отнесены к переходам при распаде $As^{78} \xrightarrow{\beta^-} Se^{78}$.

Определенный интерес представляет γ-линия 500 keV ($T = 5 \div 6$ мин). Эта линия не является результатом аннигиляции позитронов какого-либо β^+-излучателя, так как тщательные измерения при помощи суммирующего спектрометра показали, что суммарная линия с $E_\gamma \sim 1$ MeV (и $T = 5 \div 6$ мин) не наблюдается. Не наблюдалось также каких-либо других γ-линий с $T = 5 \div 6$ мин. При облучении нейтронами других разделенных изотопов Se эта линия также не наблюдалась. Поэтому можно предположить, что γ-линия 500 keV появляется в результате разрядки какого-либо метастабильного состояния, образующегося при взаимодействии нейтронов с Se^{78}.

При рассмотрении других возможных реакций на Se^{78} (n2n, n2p, nα, npn) оказывается, что изотопы продуктов этих реакций довольно хорошо изучены и среди них не обнаруживается изомера с наблюдаемым состоя-

нием ($T = 5 \div 6$ мин и $E_\gamma = 500$ keV) [1, 4]. Поэтому можно предположить, что у As^{78} имеется метастабильное состояние с энергией 500 keV. Возможная схема распада изображена на рисунке. Возможность влияния на результат примесей в мишени исключается тем, что при облучении мишеней, обогащенных другими изотопами селена, эта линия не проявлялась.

При сравнении положения соответствующих уровней в соседних четно-четных ядрах определенное сомнение в этой схеме вызывает положение уровня Se^{78} 270 keV. К сожалению, слишком малый выход реакции образования As^{78} не позволил произвести более точных суммарных измерений и измерений с использованием совпадений.

В заключение авторы пользуются возможностью поблагодарить А. Н. Протопопова и его сотрудников за облучение изотопов нейтронами.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Strominger D., Hollander J. M., Seaborg G., Rev. Mod. Phys., 25, 2, 469 (1953).
2. Джелепов Б. С., Пекер Л. К., Схема распада радиоактивных изотопов.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1957.
3. Вяземский В. О., Трифонов В. В., Доклад на Конференции по анализаторам.— М., 1956.
4. Strominger D., Hollander J. M., Seaborg G., Decay Schemes.— UCRL, 8289, Berkley, 1958.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

Ю. А. НЕМИЛОВ, И. И. ЛОМОНОСОВ, А. Н. ПИСАРЕВСКИЙ, Л. Д. СОШИН и Е. Д. ТЕТЕРИН

НЕКОТОРЫЕ ВОПРОСЫ ЛИНЕЙНОСТИ ПРИ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОЙ СПЕКТРОМЕТРИИ

1. О сцинтилляционной реакции неорганических кристаллов при γ-возбуждении

Сцинтилляционная реакция NaJ(Tl) при γ-возбуждении исследовалась рядом авторов. В ранних работах [1—3], которые, как правило, выполнялись еще с недостаточной точностью, не наблюдалось отступлений от линейности реакции NaJ(Tl), примерно от $E_\gamma = 5$—10 keV до $E_\gamma =$ = 1,5—2 MeV. При более детальном изучении вопроса [4, 5] наблюдались отступления от линейности при $E_\gamma < 100 \div 150$ keV. В [6] уже обнаружены нелинейность во всем диапазоне 10÷1500 keV и существенная нелинейность (до 20%) при $E_\gamma < 150$ keV. В настоящей работе применялась та же методика, что и ранее, и линейность всего измерительного тракта (кроме кристалла) соблюдалась с точностью до 1%. Источниками γ- и N-лучей служили радиоактивные изотопы с хорошо известными энергиями γ-переходов. Измерения производились с кристаллами производства Института кристаллографии АН СССР и Харьковского завода. Исследовались кристаллы, выращенные как методом Киропулоса [7], так и методом Стокбаргера [8].

Результаты измерений линейности сцинтилляционной реакции с различными кристаллами

Кристалл	Размер кристалла, мм (ϕ h)	Метод выращивания	Область заметной нелинейности, keV	Отсечки на оси энергий, keV	Разрешение на γ-линии
NaJ(Tl), № 1	30×10	Киропулоса	100	—14	6,7
NaJ(Tl), № 2	30×40	Стокбаргера	100	—10	9
NaJ(Tl), № 3	30×20	Стокбаргера	100	—10	10
NaJ(Tl), № 4	15×20	Киропулоса	100	—15	8
CsJ(Tl), № 5	30×10	Киропулоса	70	— 5	10,5
CsJ(Tl), № 6	70×40	Киропулоса	50	— 4	16
CsJ(Tl), № 7	30×30	Стокбаргера	80	— 3	14
KJ(Tl), № 8	30×20	Киропулоса	Не обнаружена	0	14
KJ(Tl), № 9	30×10	Киропулоса	80	0	16

Для примера на рис. 1 (*а*, *б* и *в*) изображены результаты измерений линейности для кристаллов NaJ(Tl), CsJ(Tl), KJ(Tl). В таблице приведены результаты измерений для некоторых кристаллов. Все результаты таблицы получены на одном и том же ФЭУ-С (за исключением кристалла № 6, который исследовался на ФЭУ-1Б). Полученные результаты не зависели от расстояния между источником и кристаллом.

На рис. 2 изображена зависимость вспышки на единицу поглощенной энергии фотонов («удельная вспышка» A) от E_γ.

У большинства исследованных кристаллов NaJ(Tl) наблюдается минимум A при $E_\gamma \sim 50$ keV. При $E_\gamma < 30$ keV и при переходе в область больших E_γ наблюдается уменьшение A. Сравнение полученных результатов с данными [6] показывает общее подобие кривых, за ис-

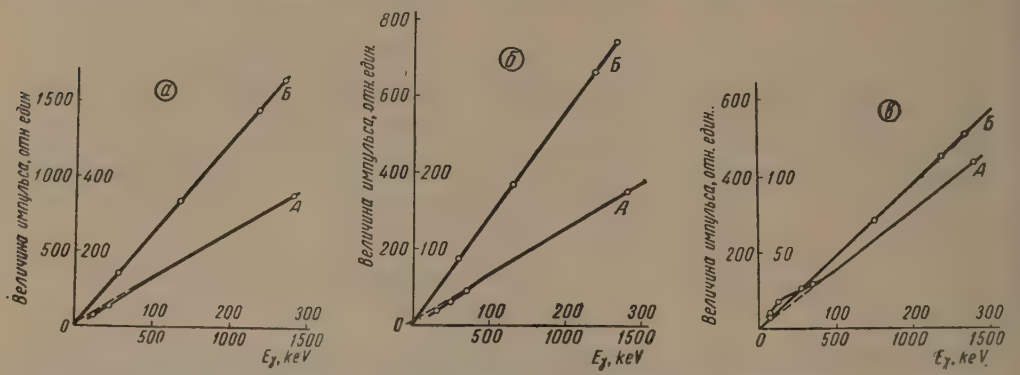


Рис. 1. Кривые линейности сцинтилляционной реакции для кристаллов: *а* — NaJ(Tl), № 2, *б* — Cs J (Tl), № 5, *в* — KJ (Tl), № 8. *А* — кривые для области малых энергий, *Б* — кривые для области больших энергий

ключением области $E_\gamma < 30$ keV. В высокоэнергетической области зависимость A от E_γ сильнее проявляется для кристаллов, выращенных методом Киропулоса, имеющих лучшее разрешение.

Падение A при $E_\gamma < 30$ keV, возможно, обусловлено большей оптической неоднородностью поверхностного слоя кристалла, в котором происходит поглощение мягкого излучения. Указанные неоднородности могут быть вызваны обработкой поверхности кристаллов.

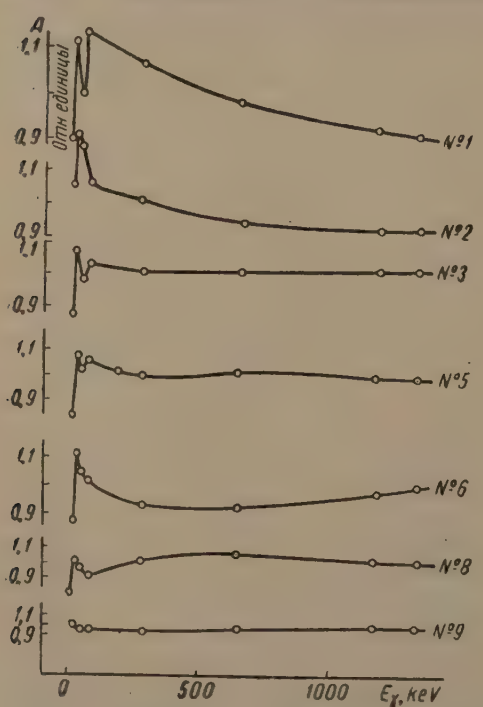


Рис. 2. Зависимость величины удельной вспышки A от E_γ. Нумерация кривых дана согласно таблице

Кривые *5*, *6*, *8*, *9* на рис. 2 относятся к кристаллам CsJ (Tl) и KJ(Tl) (см. таблицу). Явно выраженного минимума на кривых $A = A(E_\gamma)$ при $E_\gamma \sim 50$ keV для этих кристаллов не наблюдается. Линейность в высокоэнергетической области для этих кристаллов лучше, нежели для NaJ (Tl). Следует отметить, что линейность CsJ (Tl) и KJ (Tl) также лучше и для тяжелых частиц [9, 10]. При $E_\gamma < 30$ keV для этих кристаллов также наблюдается падение A, что говорит в пользу высказанного выше предположения о влиянии поверхностных неоднородностей для случая NaJ (Tl).

Можно предположить следующее, чисто качественное объяснение нелинейности в области больших E_γ. В ходе сцинтилляционного процесса возбуждение центров люминесценции происходит не непосредственно быстрым электроном (или другой ионизующей частицей), а при помощи

механизма передачи энергии возбуждения, причем в качестве переносчика энергии обычно рассматривается экситон. Если образование экситона представляется как рекомбинация электрона и дырки [11], то с увеличением энергии возбуждающих электронов удельная ионизация dE/dx уменьшается и соответственно уменьшается плотность электронов и дырок в малом объеме на пути быстрого электрона, что ведет к уменьшению вероятности образования экситонов, являющихся переносчиками энергии. Если предположенный механизм справедлив, то он ведет к уменьшению светового выхода с увеличением энергии γ-лучей (электронов). Различная величина нелинейности для различных кристаллов, по-видимому, объясняется особенностями решетки кристаллов определенного вида и индивидуальными особенностями роста конкретных кристаллов, которые обусловливают образование различных дефектов и их концентрацию. Таким образом, помимо тушения, связанного со сцинтилляционным процессом при высоких удельных ионизациях, в рассмотренных кристаллах существует тушение и в области малых удельных ионизаций, которое также влияет на линейность реакции кристаллов.

2. Собственное разрешение и конверсионная эффективность кристаллов NaJ(Tl)

Второй важный вопрос для всякого спектрометра — зависимость разрешения от энергии измеряемого излучения. Из рассмотрения процессов в сцинтилляционном спектрометре с идеальным кристаллом и идеальной оптической системой следует линейная зависимость квадрата полуширины линий от E_γ^{-1}. Однако это не соответствовало экспериментальным данным. Детальное рассмотрение показывает [12], что весь процесс в сцинтилляционном спектрометре может быть описан тройным каскадом:

$$\overline{Q} = \overline{X} \cdot \overline{T} \cdot \overline{M}, \tag{1}$$

где $\overline{X}$, $\overline{T}$, $\overline{M}$ — соответственно средние значения числа фотонов, произведенных γ-лучами с энергией E_γ, эффективности передачи вспышки и баллистического значения коэффициента усиления ФЭУ; $\overline{Q}$—полное среднее число электронов на выходе ФЭУ. Относительная квадратичная вариация (v_Q) величины Q дается выражением

$$v_Q = v_T + (1 + v_T)(v_X - 1/\overline{X}) + (1 + v_M)/\overline{X} \cdot \overline{T}, \tag{2}$$

где v с соответствующим индексом — относительные квадратичные вариации величин, изображающих индекс. Если посторонние источники вариаций амплитуды импульса пренебрежимо малы и v_Q численно равна вариации амплитуды импульса, $\overline{X} \sim E_\gamma$, а форма линии близка к гауссовской, то выражение (2) приобретает вид

$$\Delta_c^2 = \alpha + \beta/E_\gamma, \tag{3}$$

где Δ_c^2 — квадрат полуширины линии спектрометра $\Delta_c^2 = 5{,}56 v_Q$, а α и β — некоторые параметры, не зависящие от E_γ, если v_T и v_M не зависят от E_γ.

Если величина вариации $\overline{X}$ не отличается от нормальной ($v_X = 1/\overline{X}$, то $\alpha = 5{,}56 v_T$, а $\beta = \frac{5{,}56(1 + v_M)K}{T}$, где K — энергия, необходимая на производство одного фотона.

Если выражение (3) справедливо, то его можно формально трактовать как

$$\Delta_c = \sqrt{\Delta_к^2 + \Delta_ф^2}, \tag{4}$$

где $\Delta_к$ — собственное разрешение кристалла, а $\Delta_ф$ — собственное разрешение ФЭУ. При этом $\Delta_к = \text{const}$, если $v_T = \text{const}$.

Выражения (3) и (4) были бы справедливы, если бы формирование пика полной энергии происходило только за счет фотоэффекта (как это происходит при малых E_γ). На самом деле это формирование происходит и за счет вторичных процессов (комптон-эффект) с последующим фотопоглощением рассеянного кванта. В силу неединичности акта поглощения, ведущего к образованию пика полной энергии при средних энергиях электронов, возникающих в этих процессах, E_1, E_2, имеем [13]:

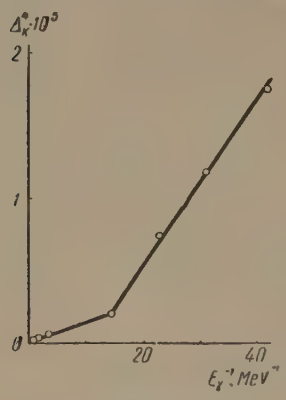


Рис. 3. Зависимость $\Delta_к^4$ от E_γ^{-1}

$$\Delta_c^2 = \alpha\left[1 \pm \frac{2E_1E_2}{(E_1+E_2)^2}\right] + \frac{\beta}{E_1+E_2}. \quad (5)$$

Из (5) очевидна с точки зрения ширины линии неэквивалентность фотопоглощения единичного γ-кванта с энергией $E_\gamma = E_1 + E_2$ и одновременного поглощения двух независимых квантов (электронов) с энергиями E_1 и E_2, т. е. с увеличением энергии γ-лучей и увеличением величины кристалла разрешение будет улучшаться, что повлечет за собой естественное отклонение от линейного закона, что и наблюдалось на опыте [13]. Для кристалла ϕ 30 мм, $h = 30$ мм заметные отклонения от линейного закона должны наблюдаться при $E_\gamma > 700$—800 keV. Если размеры кристалла малы, то, по-видимому, превалирующим окажется эффект выхода из кристалла рассеянного излучения или электронов, и с увеличением E_γ величина Δ_c будет увеличиваться.

Если определение собственного разрешения кристаллов производится методом равнояркостной вспышки, эквивалентной E_γ, то мы будем получать истинные значения $\Delta_к$ уже с учетом неединичности акта поглощения. Определение $\Delta_к$ путем экстраполяции низкоэнергетической части кривой $\Delta_c^2 = f(E_\gamma^{-1})$ к значению при $E_\gamma = \infty$ дает на самом деле лишь величину α.

Опыты по определению собственного разрешения отечественных кристаллов NaJ (Tl) ($\Delta_к = f(E_\gamma)$) производились методом равнояркостной вспышки. Полученная зависимость $\Delta_к^4 = f(E_\gamma^{-1})$ изображена на рис. 3. Для всех исследованных кристаллов (диаметром от 20 до 40 мм и h от 10 до 40 мм) наблюдалась зависимость, аналогичная указанной на рис. 3. Эта зависимость не может быть объяснена на основании (5), что свидетельствует о наличии зависимости α и v_T от E_γ. Сюда же несомненно примешивается зависимость $A = A(E_\gamma)$, о которой говорилось в разделе 1, влияя на соотношение X от E_γ.

Вычисление конверсионной эффективности кристалла ($\varkappa$) может быть выполнено по формуле, непосредственно вытекающей из выражения, приведенного в [14]:

$$\varkappa = \frac{(\overline{h\nu})\,(236)^2(\sigma - 1 + m)}{(\sigma - 1)\,\Delta_ф^2\,\varepsilon q l E_\gamma}, \quad (6)$$

где $(\overline{h\nu})$ — средняя энергия фотона при люминесценции кристалла, σ — коэффициент усиления первого каскада ФЭУ, m — коэффициент статистического распределения для вторичной эмиссии ($m = 1{,}5$), l — коэффициент светосбора; ε — квантовая чувствительность фотокатода при $(\overline{h\nu})$, q — коэффициент сбора фотоэлектронов.

В наших опытах

$$\sigma = 4, \quad \varepsilon = 0{,}16, \quad q = 0{,}95, \quad l = 0{,}5.$$

Ниже приведены вычисленные значения $\varkappa = \varkappa(E_\gamma)$ для того же кристалла NaJ (Tl), к которому относились и данные рис. 3:

E_γ, keV	24,2	44,4	70	280	661	1330
$\varkappa$, %	28	27,5	31,2	28	26	25

Приводимые в [15] значения $\varkappa$ ($\sim$8%) явно занижены из-за того, что не принимались во внимание собственное разрешение кристаллов и, по-видимому, потери при светосборе.

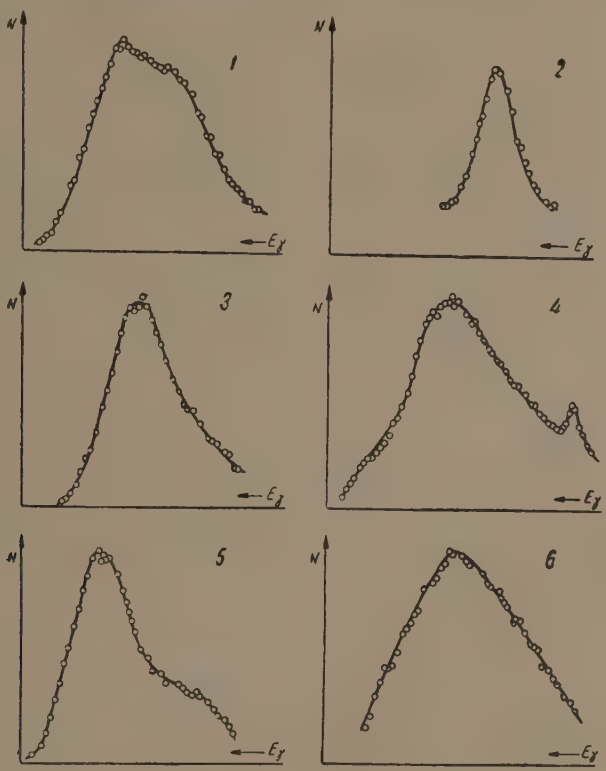


Рис. 4. Форма растянутых линий полной энергии: *1* — Hg^{203}, 280 keV, источник ниже кристалла; *2* — Hg^{203}, 70 keV, форма линии одинакова для верхнего и нижнего положения источника; *3* — Hg^{203}, 280 keV, источник выше кристалла; *4* — Cs^{137}, 660 keV, форма линии не меняется при изменении положения источника; *5* — Zn^{65}, 1,12 MeV, форма линии не меняется при изменении положения источника; *6* — Hg^{203}, 280 keV, для нормального кристалла

Зависимость $A = A(E_\gamma)$, наблюдавшаяся нами (раздел 1), по-видимому, должна была найти отражение в зависимости, приводимой выше. Для всех исследованных кристаллов действительно наблюдалась тенденция к уменьшению $\varkappa$ с увеличением E_γ, начиная с 50—70 keV. Несколько произвольным кажется использование одного и того же значения l для различных E_γ.

3. О некоторых искажениях линий полной энергии кристаллами NaJ(Tl)

Правильное воспроизведение спектрометром формы линий полной энергии представляется особенно существенным при расчете интенсивностей и при исследовании очень слабых линий на фоне интенсивных линий.

Исследуя формы линий полной энергии с растягиванием спектра*, мы встретились с «двоением» этих линий некоторыми кристаллами NaJ(Tl), выращенными методом Стокбаргера и прошедшими перепаковку. До перепаковки указанный эффект наблюдался на некоторых кристаллах, но был слабо выражен.

На рис. 4 приведены «растянутые» линии полной энергии (для различных E_γ) для одного из «двоящих» кристаллов. До перепаковки этот кристалл давал нормальную форму линий.

Наблюдаемое «двоение» можно представить как результат сложения двух линий, сдвинутых одна относительно другой на энергетической шкале. Для γ-лучей Zn^{65} (1,12 MeV) и Cs^{137} (660 keV) форма линий при изменении положения источника (сверху — снизу от кристалла) практически не изменяется.

Для γ-линии Hg^{203} (280 keV) при изменении положения источника форма линии сильно меняется, причем низкоэнергетическая составляющая выражена значительно сильнее.

Форма линии 70 keV (рентген Hg^{203}) при изменении положения источника практически не меняется, но ее положение в энергетической шкале меняется: при нижнем положении источника линия сдвигается в область малых энергий ~на 15 keV. Аналогичный результат получается при измерениях с $E_\gamma < 70$ keV.

Таким образом, при воздействии влаги и последующей перепаковки кристаллов иногда наблюдается «двоение» линий кристаллами. По-видимому, воздействие влаги сказывается на обеднении граничного слоя кристалла люминесцентно-активными центрами. Возможно, что кристаллизационная вода связывается в поверхностном слое и оказывает тушащее действие. Толщина этого слоя в случае рассмотренного кристалла (рис. 4)— порядка толщины слоя эффективного поглощения γ-лучей с $E_\gamma \sim 70$ keV.

Радиевый институт им. В. Г. Хлопина
Академии наук СССР

Цитированная литература

1. Hoodenboom A. M., Nucl. Instr., 3, 57 (1958).
2. West H. T., Meyerhof J. W. E., Hofstadter R., Phys. Rev., 81, 141 (1951).
3. Eriksen V. O., Jensen G., Phys. Rev., 85, 150 (1952).
4. Pringle R. W., Standil S., Phys. Rev., 80, 762 (1950).
5. Freedman M. S., Jaffey A. H., Wagner F. J., Phys. Rev., 89, 302 (1953).
6. Engelkmeir D., Rev. Sci. Instr., 27, 589 (1956).
7. Беляев Л. М., Витовский Б. В., Добржанский Г. Ф., «Рост кристаллов», Материалы I совещания по росту кристаллов, стр. 249.— Изд. АН СССР, М.—Л., 1956.
8. Шамовский Л. М., Оптика и спектроскопия, 1, 9 (1956).
9. Bashkun S., Carlson R. R., Douglas R. A., Jacobs J. A., Phys. Rev., 109, 434 (1958).
10. Fulmer C. B., Phys. Rev., 108, 1113 (1957).
11. Bernstein W., Nucleonics, 14, 4, 46 (1956).
12. Breitenberger E., Prog. Nucl. Phys., 4, 56 (1955).
13. Bisi A., Zappa L., Nucl. Instr., 3, 17 (1958).
14. Мортон Г. А., Доклад № 61 на Международной конференции по мирному использованию атомной энергии.— Женева (1955).
15. Биркс Л., Сцинтилляционные счетчики.— ИЛ, М., 1955.

* Линия полной энергии обрезалась и соответствующие ей импульсы усиливались таким образом, что она занимала ~100 каналов анализатора.

ИЗВЕСТИЯ АКАДЕМИИ НАУК СССР

Т. XXIII, № 2 СЕРИЯ ФИЗИЧЕСКАЯ 1959

А. Н. ПИСАРЕВСКИЙ и Е. Д. ТЕТЕРИН

ОБ УСИЛЕНИИ ФОТОУМНОЖИТЕЛЕЙ ПРИ ВРЕМЕННЫХ ИЗМЕРЕНИЯХ

В работе [1] было показано, что усиление различных типов ФЭУ меняется по-разному при изменении временны́х параметров возбуждающих импульсов и имеет общую тенденцию к уменьшению при переходе от статического возбуждения к импульсам миллимикросекундного диапазона. Там же было показано, что указанная зависимость наиболее резко проявляется у ФЭУ, имеющих хорошее временно́е разрешение. Приводившееся в [1] объяснение наблюдавшихся явлений теперь нам кажется мало убедительным.

В настоящей работе применялась та же методика, что и в [1], но с незначительными техническими усовершенствованиями. Исследовались ФЭУ-1в, ФЭУ-33, ФЭУ-13м и ФЭУ-6810.

1. Измерения времени нарастания импульсов ФЭУ

Времена нарастания импульсов тока на выходе ФЭУ измерялись нами методом задержанных самосовпадений. Сигнал с выхода быстрых совпадений измерялся «на совпадение» с сигналом (с последнего динода) из канала, фиксировавшего нижнюю границу по амплитудам импульсов [2]. Последнее давало возможность примерно оценить, к каким амплитудным уровням относится измеряемое нарастание импульса тока.

Таблица 1

Средние временны́е параметры у исследованных ФЭУ

Тип ФЭУ	Статистический коэффициент усиления	Время нарастания импульса на выходе от 10 до 90% (сек)
ФЭУ-1в	$0{,}5 \div 18 \cdot 10^6$	$2 \div 3 \cdot 10^{-9}$
ФЭУ-33	$0{,}6 \div 40 \cdot 10^6$	$5 \div 6 \cdot 10^{-9}$
ФЭУ-13 м	$0{,}4 \div 50 \cdot 10^6$	$4 \div 5 \cdot 10^{-9}$
ФЭУ-6810	$4 \div 30 \cdot 10^6$	$4 \div 5 \cdot 10^{-9}$

Полученные результаты сведены в табл. 1.

Измерения производились с пластическим сцинтиллятором ($\tau \approx 3 \cdot 10^{-9}$ сек) и источником γ-лучей Co^{60} (или конверсионных электронов — Cs^{137}).

Приведенные в табл. 1 цифры, естественно, не полностью учитывают разброс задержек на промежутке фотокатод — 1-й динод. Однако для настоящей работы этот разброс не имеет существенного значения.

2. Зависимость относительного усиления ФЭУ от *RC* выходной цепи

В [1] несоответствие между значениями статического и импульсного коэффициентов усиления обнаруживалось при *RC* выхода одного порядка с τ сцинтиллятора.

Поэтому представляло интерес проследить наблюдавшуюся зависимость при изменении *RC* выхода ФЭУ. В табл. 2 сведены полученные результаты.

Во всех измерениях сравнение производилось с одним и тем же экземпляром ФЭУ-1в (1*), коэффициент усиления которого во всех случаях условно принят за 1. Погрешность измерений $\pm 15\%$. Как видно из табл. 2,

для всех типов исследованных ФЭУ при малых значениях RC выхода наблюдается значительное несоответствие между величинами статических и импульсных коэффициентов усиления. С увеличением RC выхода это несоответствие уменьшается. Наибольшее несоответствие обнаружено у ФЭУ-33 и ФЭУ-6810.

Если обозначить статический (баллистический) коэффициент усиления ФЭУ через K, а импульсный (при соответствующей RC) — через L, то можно написать соотношение [3]:

$$K = (1 + n)\,L,$$

где n можно трактовать как некоторый фактор, обусловленный послеэффектами в фотоумножителе. Величина n зависит от RC выхода, причем $n \to 0$ при $RC \to \infty$.

Чем больше величина n, тем меньше фактическое усиление и тем более растянуты во времени послеэффекты. Нам кажется, что величина n весьма существенна для характеристики временны́х свойств ФЭУ.

Таблица 2

Результаты измерений для различных ФЭУ

№ образца	K	Импульсное усиление (L) при RC, сек				
		$5\cdot10^{-10}$	$5\cdot10^{-8}$	$5\cdot10^{-7}$	$5\cdot10^{-6}$	$5\cdot10^{-4}$
ФЭУ-1в						
1*	1	1	1	1	1	1
1	1,3	0,8	0,9	1,1	1,3	1,3
2	6	3	4	5,5	5,8	5,8
3	2,1	2	2,2	2,1	2,2	2,2
4	1,4	1,1	1,3	1,3	1,4	1,4
5	0,5	0,8	0,8	0,7	0,8	0,8
6	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2	1,2
7	12	4,1	10	10	11	11
8	2	1,4	1,3	1,8	2	2
9	18	14	16	17	17	17
ФЭУ-33						
1	28	4	13	20	26	26
2	6	4,8	5	6	6	6
3	40	9	27	35	38	38
4	0,6	0,4	0,4	0,5	0,6	0,6
ФЭУ-13м						
1	50	25	40	45	48	48
2	12	5	8	11	12	12
3	1	0,8	1	1	1	1
4	0,4	0,3	0,3	0,3	0,3	0,3
ФЭУ-6810						
1	30	8	18	28	30	30
2	4	2,5	3	4	4	4

3. Зависимость относительного усиления от режима питания ФЭУ

Описанные выше измерения производились в стандартном режиме — 2500 V было приложено ко всему ФЭУ и 250 V — к первому промежутку (U_1).

При увеличении U_1 до 500 V относительная картина усиления для ФЭУ-1в в пределах погрешностей измерений не изменялась.

Для ФЭУ-13м наблюдалось уменьшение n в 1,2 — 1,4 раза (при RC, равном $5\cdot10^{-10} - 5\cdot10^{-8}$).

Для ФЭУ-33 и ФЭУ-6810 с увеличением U_1 до 500 V величина n уменьшалась в 1,5—2 раза. По-видимому, это уменьшение связано с «убыстрением» послеэффектов и невозможностью их разрешения от основного импульса из-за достаточно длинного фронта импульса тока на выходе ФЭУ.

Изменение режимов на других промежутках (в 1,4 раза) практически не сказывается на величине n, что, по-видимому, говорит за то, что основную роль в наблюдаемой картине усилений играют послеэффекты на первом промежутке.

Выводы

1. Для всех типов исследованных временны́х ФЭУ наблюдается несоответствие между величинами статического и импульсного усилений, которое может быть охарактеризовано параметром послеэффектов n.

1. Величина n имеет наименьшее значение для ФЭУ-1в и наибольшее для ФЭУ-33.

3. Для ФЭУ-33 наблюдается также уменьшение n с увеличением U_1.

Цитированная литература

1. Немилов Ю. А., Писаревский А. И., Тетерин Е. Д., Тр. Радиев. ин-та АН СССР, 9 (1958).
2. Старик И. Е., Жарков А. П., Тр. Радиев. ин-та АН СССР, 9 (1958).
3. Bisi A., Zappa L., Nucl. Instr., 3, 17 (1958).

СОДЕРЖАНИЕ

МАТЕРИАЛЫ IX ВСЕСОЮЗНОГО СОВЕЩАНИЯ ПО ЯДЕРНОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

Стр.

А. А. Башилов и В. В. Ильин. Коэффициенты внутренней конверсии некоторых ядерных переходов в As^{75} 154

Е.П. Григорьев, А.В. Золотавин, В.Я. Клементьев и Р.В.Синицын. Определение относительных интенсивностей и коэффициентов конверсии переходов, возникающих при распаде Se^{75} 159

Н. А. Воинова, Б. С. Джелепов и Н. Н. Жуковский. Исследование γ-спектра Se^{75} в области 200÷900 keV 185

Е. П. Григорьев, Б. С. Джелепов и А. В. Золотавин. Распад $Yb^{166} \rightarrow Tu^{166} \rightarrow Er^{166}$ 188

Е. П. Григорьев, А. В. Золотавин и Б. Крацик. Излучение Tb^{160} 191

Н. А. Антоньева, А. А. Башилов, Б. С. Джелепов, В. В. Ильин и Б. К. Преображенский. Конверсионные электроны Eu^{149} 204

Б. С. Джелепов, В. П. Приходцева и Ю. В. Хольнов. γ-Спектр J^{131} 206

Б. С. Джелепов, В. А. Елисеев, В. П. Приходцева и Ю. В. Хольнов. γ-Излучение Br^{82} 207

Б. С. Джелепов и В. А. Сергиенко. Совпадения между конверсионными электронами при распаде Gd^{146} и Gd^{151} 211

Б. С. Джелепов, Б. К. Преображенский и В. А. Сергиенко. Совпадения между конверсионными электронами при распаде Gd^{147} и Gd^{149} 219

Д. Г. Алхазов, А. П. Гринберг, К. И. Ерохина и И. Х. Лемберг. Кулоновское возбуждение ядерных уровней в сферических четно-четных ядрах. 223

А. К. Вальтер, И. И. Залюбовский, А. П. Ключарев, Г. Е. Кривец и В. А. Луцик. О возбужденных состояниях ядер Ga^{67} и Ga^{68} 225

А. К. Вальтер, В. Ю. Гончар, А. Н. Львов и С. П. Цытко. Исследование γ-лучей, возникающих при бомбардировке протонами мишени, содержащей Ne^{20} 228

М. А. Листенгартен и И. М. Банд. О влиянии экранирования на вероятность $E0$-конверсии на K- и L-оболочках при малых энергиях. 235

М. Е. Войханский и М. А. Листенгартен. О правилах отбора при конверсионных переходах. 238

Ю. С. Егоров, Д. М. Селиверстов, Г. Д. Латышев и А. И. Жерновой. Установка для измерения и стабилизации магнитного поля в спектрометрах. . . . 244

Ю. С. Егоров, Д. М. Селиверстов и Г. Д. Латышев. Измеритель частоты для ядерного резонанса. 251

Ю. А. Немилов, А. Н. Писаревский и Л. Д. Сошин. γ-Лучи при распаде As^{78} 255

Ю. А. Немилов, И. И. Ломоносов, А. Н. Писаревский, Л. Д. Сошин и Е. Д. Тетерин. Некоторые вопросы линейности при сцинтилляционной спектрометрии 257

А. Н. Писаревский и Е. Д. Тетерин. Об усилении фотоумножителей при временны́х измерениях 263

Цена 12 руб.

ИЗДАТЕЛЬСТВО АКАДЕМИИ НАУК СССР

Контора «АКАДЕМКНИГА»

ИМЕЮТСЯ В ПРОДАЖЕ КНИГИ:

Вариации интенсивности космических лучей. (Труды Якутского филиала. Серия физическая. Вып. 2). 1958. 168 стр. 9 р. 70 к.

Ивакин Б. Н. Микроструктура и макроструктура упругих волн в одномерных непрерывных неоднородных средах. (Труды Геологического института, № 39/166). 1958. 90 стр. 4 р. 40 к.

Китайгородский А. И. Теория структурного анализа. 1957. 283 стр. 10 р. 65 к.

Ландсберг Г. С., акад. Избранные труды. Под редакцией доктора физико-математических наук И. Л. Фабелинского. 1958. 476 стр. 27 р. 45 к.

Предводителев А. С., Ступоченко Е. В., Самуйлов Е. В. и другие. Таблицы термодинамических функций воздуха (для температур от 6000° до 12000°К и давлений от 0,001 до 1000 атмосфер). 1957. 301 стр. 40 р. 25 к.

Физика диэлектриков. Труды Всесоюзной конференции по физике диэлектриков (г. Днепропетровск, август 1956 г.). (Физический институт им. П. Н. Лебедева. Днепропетровский государственный университет им. 300-летия воссоединения Украины с Россией). 1958. 245 стр. 12 р. 65 к.

Хильми Г. Ф. Качественные методы в проблеме *n* тел. 1958. 121 стр. 2. р. 95 к.

Труды Физического института им. П. Н. Лебедева. Том X. 1958. 175 стр. 8 р. 50 к.

Шестопалов Л. М. Деформирование металлов и волны пластичности в них. 1958. 265 стр. 13 р.

Шубников А. В. Кристаллы в науке и технике. (Научно-популярная серия). 55 стр.—90 коп.

Шубников А. В. Основы оптической кристаллографии. 1958. 204 стр. 9 р. 60 к.

Книги продаются в магазинах «Академкнига»
Для получения книг почтой
заказы направлять в контору «Академкнига»

Москва, К-12, ул. Куйбышева, 9
Отдел «Книга—почтой»

или в ближайший магазин «Академкнига» по адресу: Москва, ул. Горького, 6 (магазин № 1); Москва, 1-й Академический проезд, 55/5 (магазин № 2); Ленинград, Литейный проспект, 57; Свердловск, ул. Белинского, 71-в; Киев, ул. Ленина, 42; Харьков, Горяиновский пер., 4/6; Алма-Ата, ул. Фурманова, 129; Ташкент, ул. Карла Маркса, 29; Баку, ул. Джапаридзе, 13.